

DER ZUSAMMENHANG ZWISCHEN WAHEM
UND GEOSTROPHISCHEM WIND UEBER
DER OSTSEE WAHREND BALTIC '75

DOI 10.3283/IFM_BER_27

Freie wissenschaftliche Arbeit
zur Erlangung des Grades
eines Diplommeteorologen
des Fachbereichs Mathematik-Naturwissenschaften
der
Christian-Albrechts-Universität
zu Kiel

vorgelegt von: Johannes Behrendt
Referent: Priv.-Doz. Dr. P. Speth
Koreferent: Prof. Dr. Fr. Defant

K O R R E K T U R E N

Abstract Zeile 17 "methods" statt "mehods"

Seite 17 Gl. 2.2.26

$$- \ln \left[\frac{279,6 u_*^2}{f(2,64 \cdot 10^{-4} + u_*^3)} \right] + M(u) + \sqrt{\left(\frac{0,4G}{u_*} \right)^2 + N^2(u)} = f_1(u_*)$$

Seite 29 Zeile 1 v.u.

Seite 30 Tab. III $\Delta\alpha$ beträgt nach L. Hasses Untersuchungen für $G < 7$ m/sec 40 Grad und nicht 64 Grad

Seite 55 Gl. 3.3.27 $|1/L|_{\max} = 0,03 (\text{m/sec})^{-1}$
 Gl. 3.3.28 $4|z/L| < 0,9$

Seite 87 Gl. 5.2.1 $c_d = (1,38 \pm 0,3) 10^{-3}$

Seite 90 Abb. 32 Der Landwindsektor in Sandhammaren (2349) umfaßt den Bereich von 270 - 45 Grad und nicht von 45 - 270 Grad (s.a. Tab. VII).

Berichte
aus dem
Institut für Meereskunde
an der
Christian-Albrechts-Universität Kiel
Nr. 27

THE RELATION BETWEEN THE ACTUAL
AND THE GEOSTROPHIC WIND AT THE
BALTIC SEA DURING BALTIC '75

Requesters may obtain copies of this report from

Johannes Behrendt
c/o Institut für Meereskunde
Abt. Maritime Meteorologie

Düsternbrooker Weg 20
BRD 2300 K i e l 1

ZUSAMMENFASSUNG

Mit dem Experiment BALTIC '75 im April und Mai 1975 sollten unter anderem Eingabeparameter für ein ozeanographisches Mehrschichtenmodell der Ostsee verfügbar gemacht werden. Ein meteorologischer Parameter, der auch für die physikalischen Vorgänge innerhalb des Meeres sehr wichtig ist, ist die Schubspannung, durch die der Wind an der Meeresoberfläche angreift. Da der Wind im allgemeinen nur an Küsten- oder Inselstationen gemessen werden kann, wurde schon häufig versucht, den wahren Wind als Funktion des geostrophischen Windes und gegebenenfalls anderer auch über dem Meer bekannter Parameter zu bestimmen.

In dem vorliegenden Bericht wird ein spezielles Verfahren zur Berechnung des geostrophischen Windes über der gesamten Ostsee mit den auf einem Gitter definierten und von H. LIEBING (1976) bearbeiteten Bodenluftdruckdaten des Deutschen Wetterdienstes angegeben. Weiterhin werden zwei unterschiedliche Methoden diskutiert - die eine basiert im wesentlichen auf einem theoretischen Ansatz (Widerstandsgesetze), die andere dagegen auf einer statistischen Analyse von früheren Beobachtungen in der Deutschen Bucht (L. HASSE, 1974) - , die es erlauben, mit diesem geostrophischen Wind den wahren Wind bzw. die Schubspannung an der Meeresoberfläche zu ermitteln. Beide Methoden werden mit den Daten, die anlässlich des BALTIC '75 Experiments gesammelt wurden, überprüft. Es stellte sich heraus, daß die empirische Formel von L. Hasse recht gut für die Berechnung der wahren Bodenwindstärke geeignet ist, hingegen läßt sich die Windrichtung nur relativ ungenau bestimmen. Um die Ergebnisse dieser Arbeit praktisch anwenden zu können, wird ein speziell für den Untersuchungszeitraum und das Ostseegebiet geeignetes Korrekturverfahren angegeben, und es wird besondere Aufmerksamkeit den Fehlern gewidmet, die dem Überprüfungsverfahren der Berechnungsmethoden und den berechneten Werten selbst anhaften.

Zur Umrechnung des Bodenwindes in die Schubspannung braucht man den sogenannten Schubspannungskoeffizienten, der zusammen mit der Rauigkeitslänge von einer Profilboje gemessen wurde und in einem ergänzenden Abschnitt diskutiert wird.

ABSTRACT

With the experiment BALTIC '75 in April and May 1975 besides other intentions input parameters have been made available for an oceanographic multi-layer-model of the Baltic Sea. A particular parameter is the sea-surface-stress, caused by the actual surface wind. This parameter is a rather important quantity for the physical processes occurring in the sea. Since the wind generally is measured only at coastal stations, many authors attempted in recent works to determine the actual wind as a function of the geostrophic wind and if necessary of other offshore known parameters.

This report presents a special procedure for the calculation of the geostrophic wind distribution inside the total area of the Baltic Sea using the surface pressure data, which were defined at each point of a special grid-net devised by the Deutscher Wetterdienst (DWD). These values have been prepared and interpolated for a much smaller grid-net covering the Baltic Sea only by H. LIEBING (1976). Two different methods have been used to calculate actual wind or sea-surface-stress data from the geostrophic wind values. The first one is based on theoretical considerations (resistance law), the other on a statistical analysis of wind observations in the German Bight (L. HASSE, 1974). Both methods have been tested using the data collected during the BALTIC '75 experiment (1.4.1975 - 26.5.1975). The empirical formula of L. Hasse turned out to be rather suitable for a computation of the actual surface wind velocity, however the wind direction could only be determined quite inaccurately. For the practical application of the results of this paper a correction method is presented, which may be suitable for the special area of the Baltic Sea and for the time of the BALTIC '75 experiment. Particular attention was paid to errors, which are caused by the test procedure of the calculation methods and by the uncertainties in the accuracy of the computed values themselves.

For a conversion of the surface wind values into sea-surface-stress values one needs the so-called drag coefficient. This coefficient was determined together with the roughness length using actual data obtained from a profile buoy in operation during BALTIC '75. This conversion and related problems are discussed in an additional section of this report.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seiten
1. Einleitung	1
2. Beschreibung verschiedener Berechnungsmethoden für die Schubspannung an der Meeresoberfläche	2
2.1. Allgemeine Überlegungen	2
2.2. Methode I.	
Die Anwendung der Widerstandsgesetze	5
a. Ableitung der Widerstandsgesetze	5
b. Parametrisierung der Rauigkeitslänge z_0	10
c. Parametrisierung der Stabilitätszahl μ	13
d. Bestimmung der Funktionen $M(\mu)$ und $N(\mu)$	13
e. Beschreibung des Berechnungsverfahrens	14
f. Diskussion der berechneten Ergebnisse	21
g. Fehlerabschätzung	21
2.3. Methode II.	
Die Anwendung der Formeln von Duun-Christensen und Hasse	25
a. Die Formeln von Hasse	25
b. Modifikation der Hasse-Formel durch Duun Christensen	27
c. Fehlerabschätzung	29
2.4. Vergleich der beiden Berechnungsmethoden	31
3. Beschreibung und Auswertung des vorhandenen Datenmaterials	34
3.1. Der Geostrophische Wind	35
a. Beschreibung der Berechnungsmethode	35
b. Diskussion des Verfahrens	41
3.2. Die Wasseroberflächentemperatur	43
3.3. Die Profildaten	46
a. Beschreibung der Meßanlage und des Datenmaterials	47
b. Theorie zur Auswertung	47
c. Konstruktion einer optimalen Graden durch eine Punktwolke	52
d. Berechnungsmethode von u_+ , z_0 und c_d	53

	Seiten
3.4. Die Meldungen der synoptischen Wetterstationen	56
4. Beschreibung der Wettersituation während BALTIC '75	59
5. Überprüfung der Bestimmungsgleichungen für c_d und z_0	67
6. Überprüfung der Berechnungsmethoden für c_g und α	73
6.1. Hinweise zur Nomenklatur	73
6.2. Die Unterschiede zwischen den berechneten und den gemessenen Werten von c_g und α	74
a. Die Unterschiede im statistischen Mittel als Funktion von G und ΔT	74
b. Die Unterschiede im aktuellen zeitlichen Verlauf	82
6.3. Der Charakter des Datenmaterials als Fehlerquelle	86
a. Der Einfluß der Meßungenauigkeiten	86
b. Die lokalen Einflüsse	87
7. Praktische Anwendung der Ergebnisse und Schlußbemerkung	91

1. EINLEITUNG

Vom 1.4.1975 bis zum 26.4.1975 fand eine Expedition (BALTIC '75) in die Ostsee statt, in deren physikalischem Teil besonders Messungen im Bornholmbecken zwischen der Insel Bornholm und der schwedischen Südküste erfolgten. Dabei wurden meteorologische und ozeanographische Daten gesammelt, um Parameter für ein baroklines Mehrschichtenmodell der Ostsee zu bestimmen. Von der meteorologischen Abteilung des Institutes für Meereskunde in Kiel sollen die Einflüsse der Atmosphäre auf die physikalischen Vorgänge in der Ostsee ermittelt werden, die im Modell als Grenzbedingungen gebraucht werden. In der vorliegenden Arbeit wird versucht werden, als einen dieser Einflüsse die Schubspannung zu beschreiben, die durch den Wind an der Meeresoberfläche angreift.

Eine feldmäßige Erfassung der Schubspannung, wie es für das Modell nützlich wäre, stößt auf erhebliche praktische Schwierigkeiten; denn Windmessungen sind in der Regel nur auf die Küsten- und Inselstationen des Synoptischen Beobachtungsnetzes beschränkt, und Messungen etwa mittels Bojen oder Schiffsankerstationen über dem offenen Meer sind auch für spezielle Untersuchungen nur vereinzelt und über begrenzte Zeiträume hinweg möglich, da sie recht aufwendig sind. Diese praktischen Probleme könnten gelöst werden, wenn es gelänge, Formeln oder Gesetzmäßigkeiten zu finden, die die Änderung des geostrophischen Windes durch die Reibung an der Meeresoberfläche beschreiben, d.h. Beziehungen für die Abweichung des geostrophischen Windes vom wahren Bodenwind zu ermitteln. Die Luftdruckverteilung, die man zur Berechnung des geostrophischen Windes braucht, ist über Meeresgebieten meist sehr viel besser bekannt als der wahre Wind, und sie ist in Form von Wetterkarten oder gespeicherten Datensätze für viele Gebiete verfügbar. So konnten für diese Arbeit die von H. LIEBING (1976) bearbeiteten Bodenluftdruckdaten des Deutschen Wetterdienstes (DWD) für die Berechnung des geo-

strophischen Windes verwendet werden (Kap. 3.1.). In dem theoretischen Teil der Arbeit (Kap. 2.) werden in der Literatur beschriebene Verfahren vorgestellt und diskutiert werden, die den wahren Bodenwind oder die Schubspannung mit diesem geostrophischen Wind bestimmen. Diese Verfahren werden mit den Daten überprüft werden, die anlässlich der BALTIC 75 Expedition gesammelt wurden (Kap. 3. und Kap. 5),

2. BESCHREIBUNG UND DISKUSSION VERSCHIEDENER BERECHNUNGS- VERFAHREN FÜR DIE SCHUBSPANNUNG AN DER MEERESOBERFLÄCHE

2.1. ALLGEMEINE ÜBERLEGUNGEN

Die Abweichung des wahren vom geostrophischen Wind kann durch verschiedene Größen beschrieben werden, etwa durch das Verhältnis der Windstärken:

$$2.1.1. \quad B = U/G$$

U ist die Stärke des wahren Windes in 10 m Höhe über der mittleren Meeresoberfläche, G ist die Stärke des geostrophischen Windes berechnet aus dem Bodenluftdruckfeld. Da die Bodenreibung auch eine Richtungsänderung des wahren Windes gegenüber dem geostrophischen Wind bewirkt, ist eine zweite relevante Größe der Ablenkungswinkel α (α ist positiv bei einer Ablenkung zum tiefen Druck hin). Das Verhältnis B wird meist in statistischen Analysen von Beobachtungen verwendet (N.A. LAVROV 1974, W. SCHNAPPAUFF 1974). Eine ähnliche Größe, die meist bei theoretischen Ansätzen benutzt wird, und die vor allem für die Berechnung der Schubspannung nützlicher ist, ist der geostrophische Schubspannungskoeffizient c_g (F. WIPPERMANN 1972a, E.L. DEACON 1973, F. FIEDLER 1972):

$$2.1.2. \quad c_g = \sqrt{c_d} B$$

Der Kopplungsfaktor zwischen B und c_g ist der Schubspannungskoeffizient ("drag coefficient") c_d , der per definitionem die Schubspannung mit dem wahren Wind in 10 m Höhe verknüpft:

$$2.1.3. \quad |\vec{\tau}| = \rho c_d U^2 \quad dd(\vec{\tau}) = dd(\vec{U})$$

$|\vec{\tau}|$ ist der Betrag der Schubspannung, ρ die Dichte der Luft und die Buchstaben dd sollen die Richtung der Vektoren $\vec{\tau}$ und \vec{U} bezeichnen. Es gibt eine Fülle von Literatur über die Bestimmung von c_d , jedoch sind die Ergebnisse noch recht unterschiedlich. Besonders über die Abhängigkeit des Schubspannungskoeffizienten von U und von der Stabilität der Schichtung herrscht eine gewisse Unsicherheit. Im folgenden wird für c_d ein konstanter Wert aus einer Arbeit von L. KRÜGERMEYER (1975) benutzt, der recht gut mit den Werten von E.L. DEACON (1973) und R.W. STEWART (1974) übereinstimmt:

$$2.1.4. \quad c_d = (1.38 \pm 0.27) 10^{-3}$$

Die Gleichungen 2.1.2. und 2.1.4. stellen einen Zusammenhang her zwischen den beiden Zahlen B und c_g . Die Kenntnis von B oder c_g und α würde es erlauben, den wahren Wind in 10 m Höhe oder die Schubspannung an der Meeresoberfläche zu bestimmen, wenn die Richtung und der Betrag des geostrophischen Windes, berechnet aus dem Bodenluftdruckfeld, bekannt sind:

$$2.1.5. \quad U = BG \quad |\vec{\tau}| = \rho c_g^2 G^2$$

$$2.1.6. \quad dd(\vec{U}) = dd(\vec{G}) - \alpha \quad dd(\vec{\tau}) = dd(\vec{G}) - \alpha$$

Da ein wesentliches Ziel dieser Arbeit die Berechnung der Schubspannung sein wird, erscheint es sinnvoll, c_g zu betrachten. Die Umrechnung in B ist mit den Gleichungen 2.1.2. und 2.1.4. zu vollziehen.

Es wird nun zu erwarten sein, daß c_g und α keine Konstanten, sondern vielmehr recht komplizierte Funktionen der verschiedenen meteorologischen Einflüsse sein werden. Der Grundge-

danke bei der Berechnung des Bodenwindes aus dem geostrophischen Wind ist, daß der wahre Wind an der Obergrenze der planetarischen Grenzschicht (PGS) mit dem aus dem Bodenluftdruckfeld berechneten geostrophischen Wind übereinstimmt.

Dies ist nicht mehr der Fall, wenn durch den thermischen Wind der geostrophische Wind mit der Höhe variiert, und wenn durch starke Isobarenkrümmung der Wind an der Obergrenze der PGS ageostrophische Komponenten erhält (Gradientwind). Vier Faktoren kontrollieren den Impulsfluß durch die PGS und damit die Schwächung und Drehung des Windes zum Boden hin:

Die Intensität des geostrophischen Windes, die Erdrotation, die Stabilität der Schichtung und die Beschaffenheit der Erdoberfläche. Wenn die Verhältnisse an einer bestimmten Stelle zu einem festen Zeitpunkt beschrieben werden sollen, kann es schließlich notwendig werden, den Zustand der PGS in der zeitlichen und räumlichen Umgebung mit zu berücksichtigen: denn etwa in küstennahen Gewässern könnte z.B. noch der Landeinfluß spürbar sein, und rasche zeitliche Änderungen im geostrophischen Wind, etwa bei Frontdurchgängen, werden sich im allgemeinen erst nach einer gewissen Verzögerung am Boden auswirken. Wichtig kann in diesem Zusammenhang auch die Impulsadvektion durch eine Beschleunigung des geostrophischen Windes bei konvergierenden oder divergierenden Isobaren werden. Alle diese meteorologischen Faktoren beeinflussen die Beziehung zwischen dem geostrophischen Wind und der an der Meeresoberfläche angreifenden Schubspannung. Zusätzlich können sich lokale thermische Konvektionssysteme und Land - Seewind - Zirkulationen ausbilden, die unabhängig von der synoptischen Luftdruckverteilung den Wind an der Meeresoberfläche bestimmen.

Es ist nun auf verschiedene Weise versucht worden, diese komplizierten Zusammenhänge durch geeignete theoretische Überlegungen oder empirische Korrelationen zu beschreiben. Dabei wird häufig der Wunsch, alle Phänomene möglichst gut zu beachten, zu dem Bestreben, ein praktikables und wenig aufwendiges Verfahren anzubieten, im Widerspruch stehen.

In den folgenden Abschnitten sollen zwei grundsätzlich verschiedene Verfahren vorgestellt und beschrieben werden, mit denen es gelingen kann, die Parameter c_g und α zu berechnen. Die erste Methode (Kap. 2.2.) beruht im wesentlichen auf theoretischen Ansätzen (Widerstandsgesetzen), die zweite Methode basiert dagegen mehr auf einer statistischen Analyse von Beobachtungen (Kap. 2.3.).

2.2. DIE BERECHNUNGSMETHODE MIT DEN WIDERSTANDSGESETZEN (Methode I)

Die Widerstandsgesetze erlauben es, eine Beziehung zwischen den internen und den externen Parametern der PGS herzustellen. Auf die Windgeschwindigkeit bezogen bedeutet das: u_+ ist der entsprechende interne Parameter, G der externe Parameter. Gekoppelt werden beide Parameter durch c_g und α . u_+ ist die Schubspannungsgeschwindigkeit, definiert durch

$$2.2.1. \quad u_+ = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$$

Es gilt dann:

$$2.2.2. \quad c_g = \frac{u_+}{G}$$

$$2.2.3. \quad \alpha = dd(\vec{G}) - dd(\vec{U})$$

Diese beiden Größen können mit den Widerstandsgesetzen bestimmt werden.

a) Ableitung der Widerstandsgesetze

D. YORDANOV und F. WIPPERMANN (1972) geben eine ausführliche Ableitung der Widerstandsgesetze mit den Mitteln der Dimensionsanalyse an, die in diesem Abschnitt kurz skizziert werden soll. Dabei wird lediglich auf die physikalischen Voraussetzungen eingegangen werden, unter denen die Widerstandsgesetze anwendbar sind.

1. Es muß von zeitlich und räumlich homogenen Verhältnissen ausgegangen werden. Außerdem soll der geostrophische Wind mit dem wahren Wind an der Obergrenze der PGS übereinstimmen.
2. Die meteorologischen Vorgänge in der PGS werden nur von den folgenden externen, lokalen und internen Parametern beeinflußt:

- 2.2.4. G als externer Parameter
 $\beta = \frac{g}{\theta}$, z_0 , $f = 2\omega \sin \phi$ als lokale Parameter
 α , u_+ , θ_+ als interne Parameter

mit den Bedeutungen: z_0 ist die Ruhigkeitslänge, also die Höhe über dem Boden, an der per definitionem die Windgeschwindigkeit verschwindet, θ ist die mittlere potentielle Temperatur in der PGS, g ist die Schwerebeschleunigung der Erde, ω ist die Rotationsgeschwindigkeit der Erde und θ_+ wird in ähnlicher Weise wie u_+ durch den Fluß sensibler Wärme H durch die Grenzfläche Ozean - Atmosphäre definiert (s.a. Kap. 3.3b.).

2.2.5. $\theta_+ = \frac{H}{\rho c_p u_+}$

In dieser Gleichung ist c_p die spezifische Wärme der trockenen Luft bei konstantem Druck. Die abhängigen Variablen des Systems sind die Geschwindigkeitskomponenten u und v , die unabhängige Variable ist die vertikale Koordinate z . Die x -Richtung des verwendeten Koordinatensystems (Abb. 1) zeigt in die Richtung des Bodenwindes. Auf dieses physikalische System läßt sich das Theorem der Dimensionsanalyse von E. BUCKINGHAM anwenden (ausführlich beschrieben in einem Lehrbuch von H.L. LANGHAAR 1951), mit dessen Hilfe man zwei Beziehungen für das vertikale Windprofil formulieren kann:

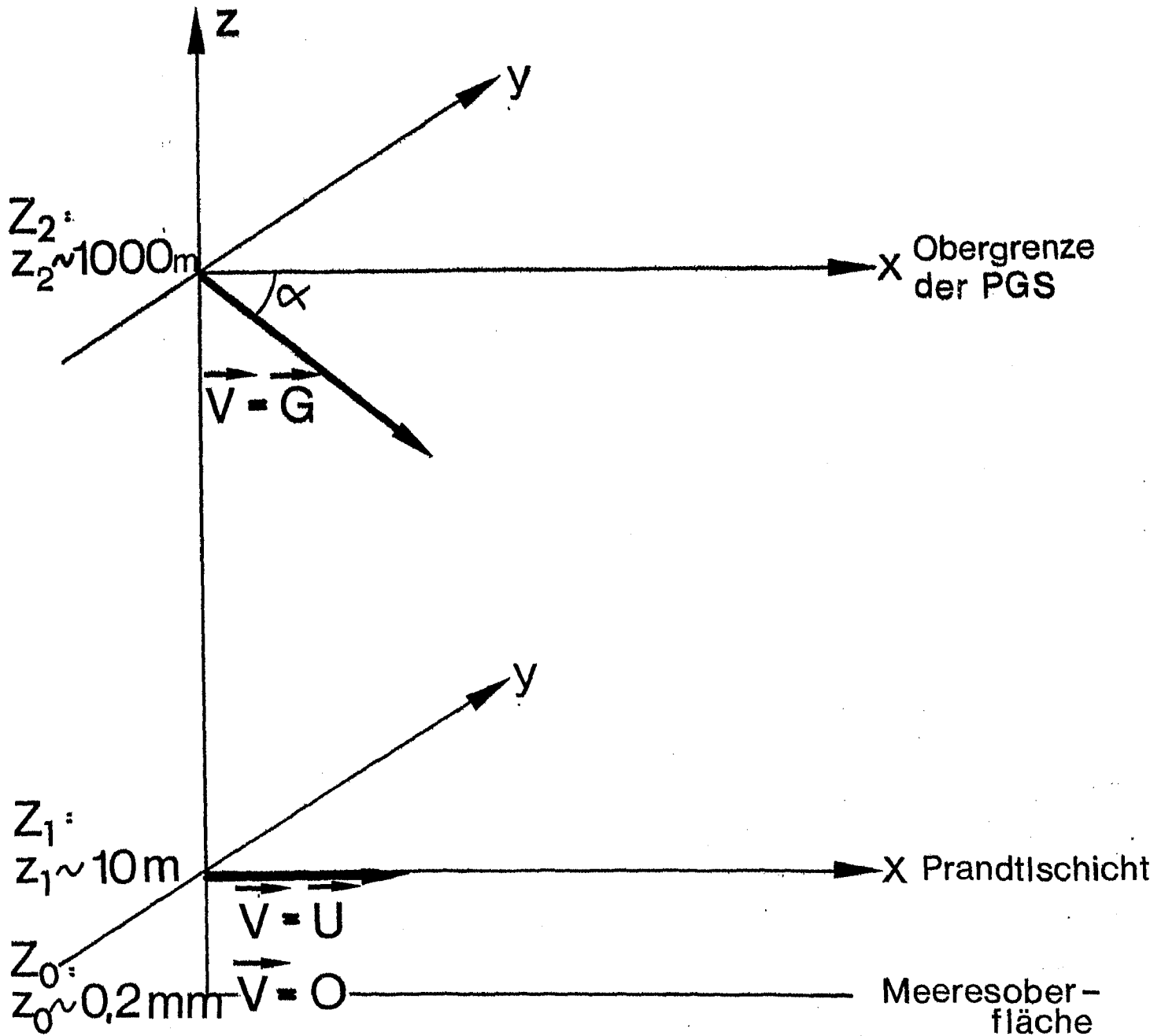


Abb. 1 Koordinatensystem zur Ableitung der Widerstandsgesetze. Der Vektor \vec{V} bezeichnet den wahren Wind

$$2.2.6. \quad u/u_+ = F_u(Z_0, \mu, Z)$$

$$2.2.7. \quad v/u_+ = F_v(Z_0, \mu, Z)$$

F_u und F_v sind zunächst unbekannte Funktionen der dimensionslosen Zahlen:

$$2.2.8. \quad Z_0 = \frac{z_0 f}{k u_+}, \quad Z = \frac{z f}{k u_+}, \quad \mu = \frac{k^2 \beta}{f} \frac{\theta_+}{u_+}$$

k ist die Karman-Konstante mit $k=0.4$.

Um die Funktionen F_u und F_v näher zu bestimmen, müssen zwei weitere Voraussetzungen gemacht werden:

3. Die Differenz der Geschwindigkeitskomponenten in zwei Niveaus Z_1 und Z_2 soll nicht von der Rauigkeitslänge Z_0 abhängen. Dies ist eine Folgerung aus der sogenannten Rossbyzahlähnlichkeit der Windprofile in der PGS. Besonders über dem Meer ist diese Bedingung meist recht gut erfüllt (F. WIPPERMANN und D. YORDANOW, 1972a).
4. Die letzte Voraussetzung ist, daß sich das Windprofil in der Prandtl-Schicht durch eine logarithmische Beziehung beschreiben läßt:

$$2.2.9. \quad \frac{u}{u_+} = \frac{1}{k} (\ln Z - \ln Z_0 + \psi_u(Z, \mu))$$

$$\frac{v}{u_+} = 0$$

ψ_u ist eine unbestimmte Stabilitätsfunktion, ebenso wie im folgenden die Funktionen ϕ_u , ϕ_v , M_u , M_v , M und N , deren wesentliches Merkmal lediglich die Argumente sind. Die Gleichung 2.2.9. gilt unter der Bedingung, daß die Schubspannung weder ihren Betrag noch ihre Richtung mit der Höhe ändert. Diese Bedingung ist zwar auch in der Prandtl-Schicht nicht immer streng erfüllt, jedoch wird der Fehler, den man mit dieser einschränkenden Annahme macht, nicht allzu groß werden (K. BROCKS 1963).

Mit der dritten und vierten Voraussetzung lassen sich die Gleichungen 2.2.6. und 2.2.7. umformen. Zunächst wird die Differenz zwischen den Geschwindigkeitskomponenten an der Obergrenze der PGS (Z_2) und in der Prandtl-Schicht (Z_1) gebildet. Diese Differenz hängt nicht mehr von Z_0 ab:

$$2.2.10. \quad \frac{1}{k} (\ln(Z_1) - \ln(Z_0) + \psi_u(Z_1, \mu) - \frac{G \cos \alpha}{u_+}) = \phi_u(Z_1, \mu)$$

$$\frac{G \sin \alpha}{u_+} = \phi_v(Z_1, \mu)$$

Die beiden Summanden mit der Z_1 -Abhängigkeit lassen sich auf die rechte Seite bringen, so daß links kein Term mit einer Höhenabhängigkeit mehr steht:

$$2.2.11. \quad -\frac{k G}{u_+} \cos \alpha - \ln(Z_0) = M_u(\mu)$$

$$\frac{k G}{u_+} \sin \alpha = M_v(\mu)$$

Berücksichtigt man für Z_0 , u_+ und die Rossby-Zahl Ro :

$$2.2.12. \quad Z_0 = \frac{z_0 f}{k u_+}, \quad u_+ = G c_g, \quad Ro = \frac{G}{f Z_0}$$

so erhalten die Widerstandsgesetze ihre bekannte Form:

$$2.2.13. \quad \ln(Ro c_g) - M(\mu) = \sqrt{\frac{k^2}{c_g^2} - N^2(\mu)}$$

$$2.2.14. \quad N(\mu) = \frac{k}{c_g} \sin \alpha$$

Die unbestimmten Funktionen $F_u(Z_0, Z, \mu)$ und $F_v(Z_0, Z, \mu)$ aus den Gleichungen 2.2.6. und 2.2.7. sind auf zwei unbekannte Funktionen $M(\mu)$ und $N(\mu)$ reduziert worden. Wenn diese beiden Funktionen bekannt sind, so lassen sich mit den Gleichungen 2.2.13. und 2.2.14. c_g und α berechnen. Die Rossby-Zahl Ro ,

die den Einfluß der externen und lokalen Parameter G , f und z_0 und die Zahl μ , die den Einfluß der Stabilität beschreibt, wären die Eingabeparameter (E.L. DEACON 1973 und F. WIPPERMANN 1972a). Um diese Gleichungen jedoch praktisch anwenden zu können, müssen zunächst geeignete Parametrisierungen für die Rauigkeitslänge z_0 und die Stabilitätszahl μ gefunden werden, und es müssen analytische Ausdrücke für die Funktionen M und N angegeben werden. Ein Versuch in diese Richtung ist von F. WIPPERMANN und D. YORDANOV (1972b) gemacht worden, um mit Hilfe der Widerstandsgesetze Konzentrationsverteilungen in der PGS vorherzusagen. Bekannt sein müssen in ihrem Modell die Höhe und Intensität der Emissionsquellen und Feldverteilungen des geostrophischen Windes und der Temperatur am Boden und an der Obergrenze der PGS. Auf Grund der anderen Zielsetzung und des unterschiedlichen Eingabedatensatzes werden die Vorschläge F. Wippermanns in einigen Punkten, besonders in Bezug auf die Stabilitätsparametrisierung und die Berücksichtigung der Baroklinität modifiziert.

b) Die Parametrisierung von z_0

Im Gegensatz zu den Verhältnissen auf dem Land kann man über dem Meer im allgemeinen nicht von einer Konstanz der Rauigkeitslänge ausgehen; denn die Rauigkeit der Meeresoberfläche wird von der Wellenhöhe und damit von der Windstärke abhängen. Ein dimensionsanalytischer Ansatz von H. CHARNOCK (1955) lieferte folgende Beziehung

$$2.2.15. \quad z_0 = \frac{1}{a} \frac{u_+^2}{g}$$

a ist eine dimensionslose Konstante. Berücksichtigt man neben den Schwerewellen auch die Kapillarwellen, bei denen die Wellenhöhe mit zunehmender Windstärke abnimmt, so läßt sich die Gleichung 2.2.15. folgendermaßen modifizieren (F. WIPPERMANN 1972a):

2.2.16

$$z_0 = \frac{1}{ag} u_+^2 + bv \frac{1}{u_+}$$

ν ist die kinematische Zähigkeit des Meerwassers ($\nu = 0,13 \cdot 10^{-4}$ m²/sec), b eine zweite dimensionslose Konstante. Für die Konstanten a und b wurden Werte benutzt, die K. BROCKS und L. KRÜGERMEYER (1970) und S.S. ZILITINKEVICH (1970) vorgeschlagen haben:

2.2.17 $a = 28.5$ $b = 0.1$

Es soll aber erwähnt werden, daß bei anderen Autoren die Konstante a einen erheblich anderen Wert hat, z.B.:

2.2.18 $a = 20.8$ (S.S. ZILITINKEVICH, 1970);
 $a = 81$ (H. CHARNOCK, 1955)
 $a = 69$ (S.D. SCHMITH und E.G. BANKE, 1975)

Die Abb. 2 zeigt eine graphische Darstellung der Gleichung 2.2.16. für drei verschiedene Werte von a . Ist die Windstärke geringer als ein bestimmter Minimalbetrag, so werden auf dem Meer keine Wellen angeregt (G. DIETRICH, 1957). Dies wird dadurch berücksichtigt werden, daß für einen geostrophischen Wind geringer als 1 m/sec keine Berechnung von z_0 versucht wird. Man kann bei solch schwachen Winden ohne zu großen Fehler annehmen, daß die Schubspannung, die an der Meeresoberfläche angreift, vernachlässigbar klein ist. Für die Parametrisierung der Rauigkeitslänge z_0 wurde also folgende Gleichung benutzt:

2.2.19. $z_0 = 3.58 \cdot 10^{-3} \cdot u_+^2 + 1,3 \cdot 10^{-6} \frac{1}{u_+}$ für $G > 1$ m/sec

Die Rauigkeitslänge z_0 wird in (m) berechnet, wenn u_+ in (m/sec) eingesetzt wird.

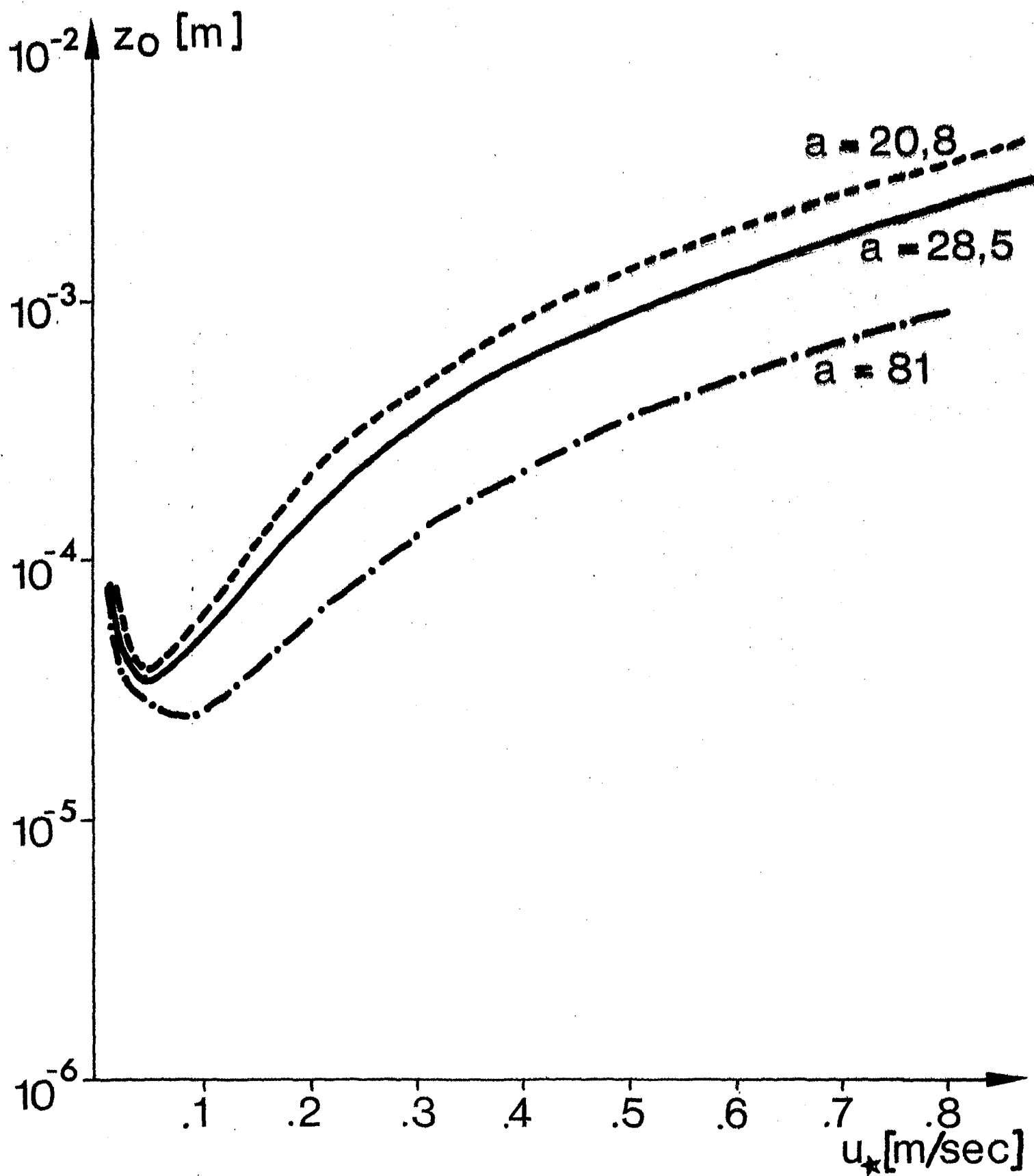


Abb. 2 Die Rauigkeitslänge z_o als Funktion der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* für verschiedene a (Gl. 2.2.16.)

c) Parametrisierung von μ

Die Stabilitätszahl μ war in Formel 2.2.8. gegeben durch:

$$2.2.20. \quad \mu = \frac{k^2 \beta}{f} \frac{\theta_+}{u_+}$$

Wenn man das System der Widerstandsgleichungen hätte schließen wollen, so hätte man für θ_+ eine dritte Widerstandsgleichung ableiten müssen (D. YORDANOV und F. WIPPERMANN, 1972a). Es sollte aber ausreichen, wenn für die Bestimmung von θ_+ eine übliche Parametrisierung verwendet wird:

$$2.2.21. \quad \theta_+ = \sqrt{c_d} \Delta\theta$$

mit c_d als Schubspannungskoeffizienten (Kap. 2.1.) und $\Delta\theta$ als Differenz zwischen der potentiellen Temperatur in 10 m Höhe und der Wassertemperatur. In der Prandtl-Schicht kann ohne weiteres die potentielle Temperatur durch die wahre Temperatur ersetzt werden, so daß endlich die Stabilitätszahl durch folgende Formel beschrieben werden kann.

$$2.2.22. \quad \mu = 2.16 \cdot 10^{-3} \frac{\Delta T}{f T u_+}$$

Hier sind die Temperaturen in Grad Kelvin, der Coriolisparameter in (sec^{-1}) und u_+ in (m/sec) einzusetzen.

d) Bestimmung der Funktionen $M(\mu)$ und $N(\mu)$

Dem Problem, diese beiden Funktionen zu betimmen, ist schon eine Fülle von Untersuchungen gewidmet worden. F. WIPPERMANN (1972b) hat einige dieser Ergebnisse miteinander verglichen, und er konnte feststellen, daß für den neutralen und instabilen Fall ($\mu \leq 0$) die Übereinstimmung der von verschiedenen Forschern ermittelten Funktionen recht gut ist, daß jedoch bei zunehmender Stabilität auch die Unsicherheit über den Verlauf der Funktionen größer wird. Er gibt zwei Formeln für $M(\mu)$ und $N(\mu)$ an, die die unterschiedlichen Ergebnisse im Mittel beschreiben könnten:

$$M(\mu) = 3.67 - 2.77 \exp (\mu/c)$$

$$2.2.23. \quad N(\mu) = 1.86 + 2.77 \exp (\mu/c)$$

$$c = 20;$$

In den Abbildungen 3 und 4 sind als Beispiele die Ergebnisse von E.L. DEACON (1973) und S.S. ZILITINKEVICH und D.V. CHALIKOV (1968) graphisch dargestellt. Eine etwas neuere sehr detaillierte Arbeit von R.H. CLARKE und G.D. HESS (1974) scheint jedoch zu belegen, daß die Variation von M und N mit der Stabilität schwächer ist. Um dies zu berücksichtigen, wurden in der vorliegenden Arbeit im Gegensatz zu F. Wippermann für c folgender Wert gewählt:

$$2.2.24. \quad c = 30$$

Auch die Kurven von R.H. CLARKE und G.D. HESS sowie die Gleichung 2.2.23. mit $c = 30$ sind in den Abbildungen 3 und 4 eingezeichnet.

e) Beschreibung des Berechnungsverfahrens

Nachdem geeignete Parametrisierungen für z_0 , μ , $N(\mu)$ und $M(\mu)$ beschrieben wurden, ist es möglich geworden, anzugeben, wie es gelingt, mit Hilfe der Gleichungen 2.2.13. und 2.2.14. die interessanten Größen c_g und α maschinell zu berechnen. Eingabeparameter werden die geostrophische Windgeschwindigkeit G , der Coriolisparameter f (bzw. die geographische Breite ϕ), die Temperaturdifferenz ΔT und die Temperatur in 10 m Höhe T sein. Die unbekannten Variablen sind u_+ und α . Alle Terme der Gleichungen 2.2.13. und 2.2.14. müssen also durch Funktionen der Größen G , ΔT , f , T , u_+ und α ausgedrückt werden. Die entsprechenden Formeln wurden in den vorigen Absätzen vorgestellt. Berücksichtigt man diese Parametrisierungen, so lauten die endgültigen Gleichungen:

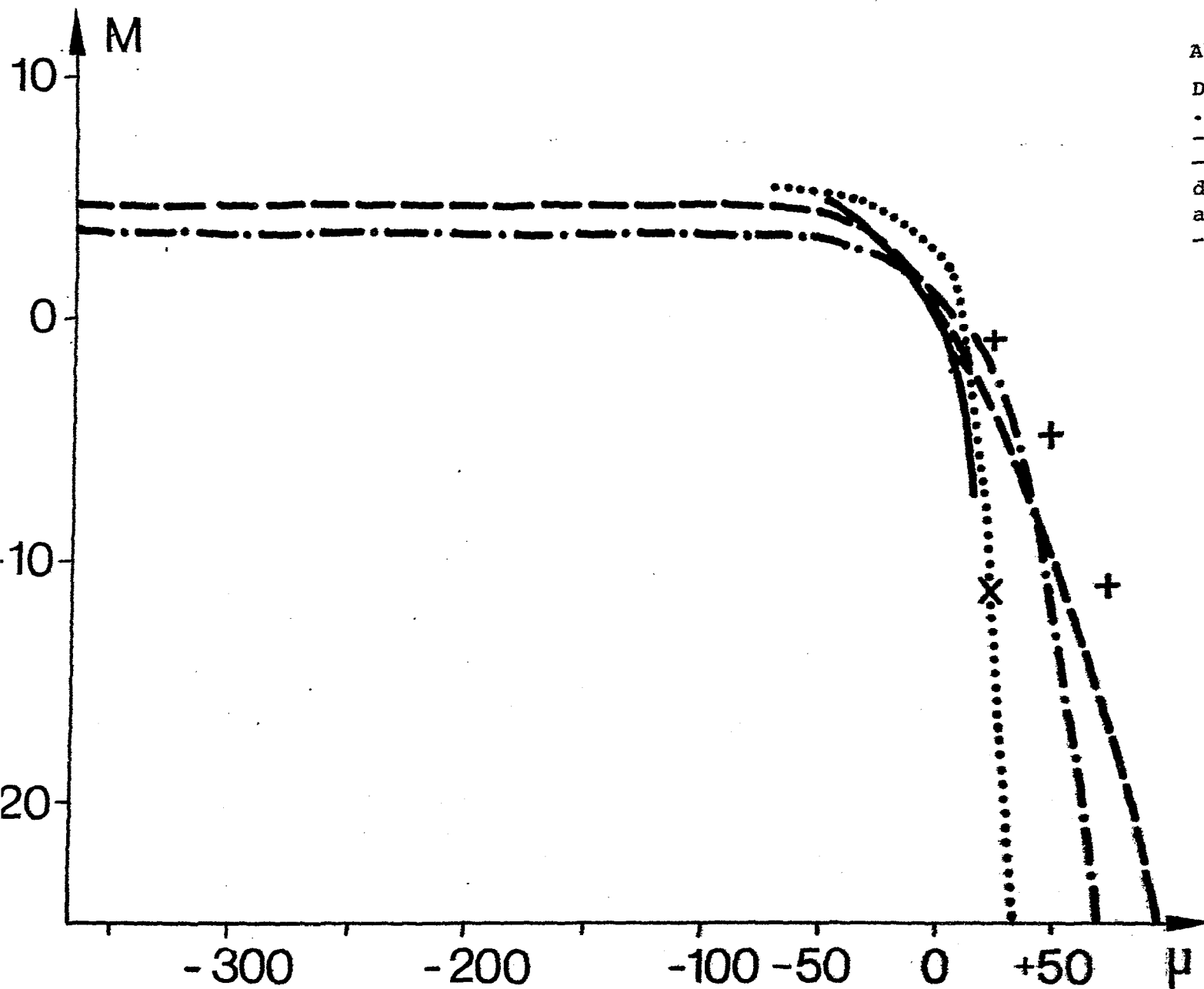


Abb. 3

Die Stabilitätsfunktion $M(\mu)$

..... SS. ZILITINKEVICH u.a. (1968)

----- R.H. CLARKE u.a. (1974)

———— E.L. DEACON (1973)

diese drei Funktionen sind zitiert
aus R.H. CLARKE und G.D. HESS (1974)

-.- modifizierte Formel nach
F. WIPPERMANN (Gl. 2.2.23.)

x dito mit $c=15$

+ dito mit $c=45$

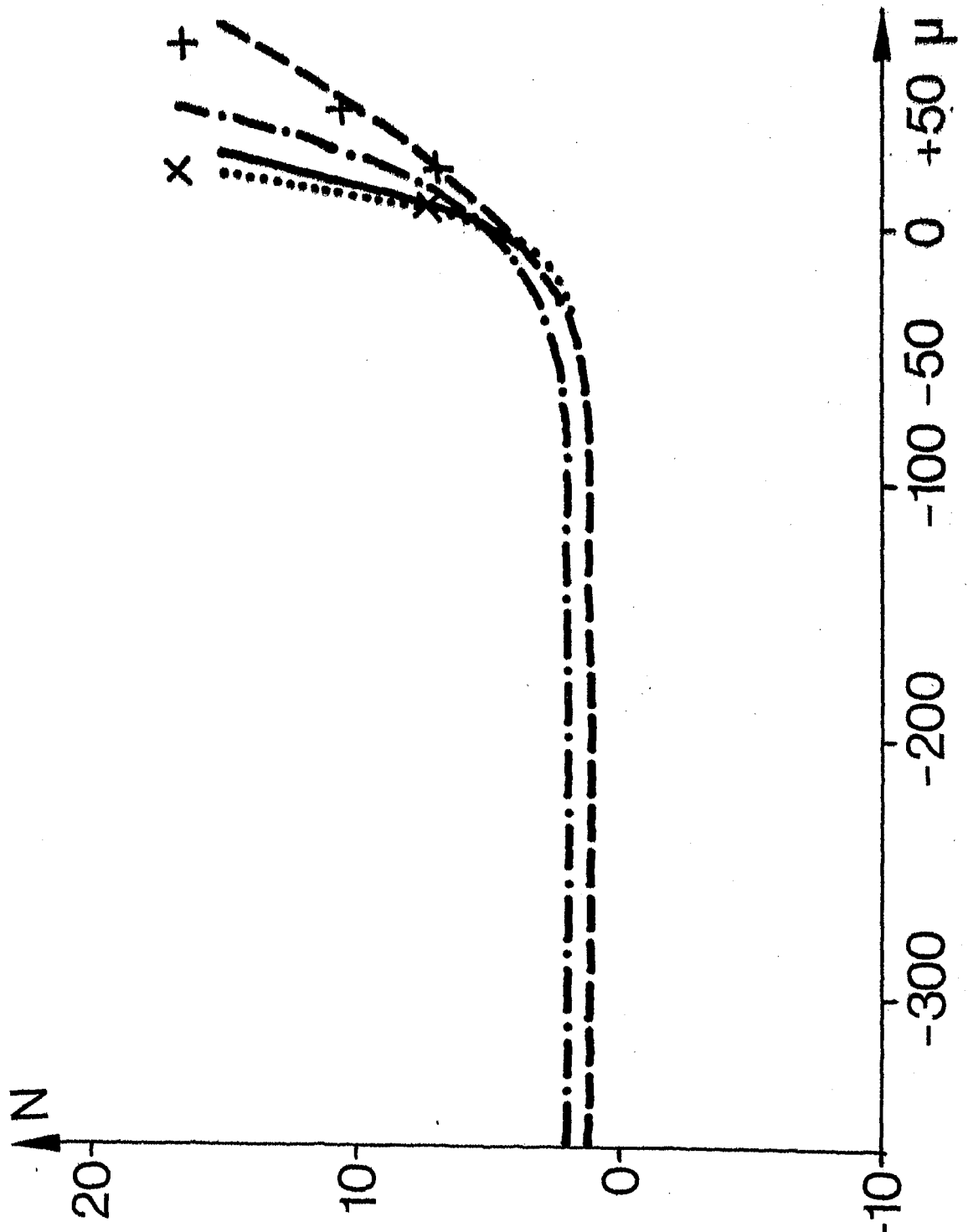


Abb. 4

Die Stabilitätsfunktion $M(\mu)$
Legende siehe Abb. 3

$$2.2.25. \quad M(\mu) = 2.67 - 2.77 \exp \left(7.2 \cdot 10^{-5} \frac{\Delta T}{f T u_+} \right)$$

$$N(\mu) = 1.86 - 2.77 \exp \left(7.2 \cdot 10^{-5} \frac{\Delta T}{f T u_+} \right)$$

$$2.2.26. \quad - \ln \left[\frac{279.6 \cdot u_+^2}{f (2.64 \cdot 10^{-4} + u_+^3)} \right] + M(\mu) + \left(\frac{0.4 G}{u_+} \right)^2 - N^2(\mu) = f_1(u_+)$$

$$\arcsin \left[N(\mu) \frac{u_+}{0.4 G} \right] = \alpha$$

Werden die Gleichungen 2.2.25. in die Gleichungen 2.2.26. eingesetzt, so lautet die zu lösende Aufgabe, u_+ so zu berechnen, daß gilt

$$2.2.27. \quad f_1(u_+) = 0$$

Um dies zu erreichen, wurde das Newton-sche Iterationsverfahren angewendet. Als nullte Näherung hat sich bewährt:

$$2.2.28. \quad u_+^{(0)} = 0.02 G$$

Es wurde eine Iterationsfolge $u_+^{(n)}$ berechnet mit

$$2.2.29. \quad u_+^{(n+1)} = u_+^{(n)} - f_1(u_+^{(n)}) / \frac{\partial f_1(u_+^{(n)})}{\partial u_+}$$

Bei der praktischen Ausrechnung dieser Folge zeigte es sich, daß sie gegen einen Wert u_+ konvergierte, die mathematischen Voraussetzungen für die Anwendung des Newton-schen Iterationsverfahrens also erfüllt sind. Eine Ausnahme, bei der dies nicht mehr gilt, wird noch diskutiert werden. Die Iteration wurde abgebrochen, sobald folgende Bedingung erfüllt war:

$$2.2.30. \quad |u_+^{(n-1)} - u_+^{(n)}| < 0.001$$

Der Ablenkungswinkel α ließ sich, wenn u_+ bekannt war, mit der zweiten der Gleichungen 2.2.26. berechnen. Schließlich wurde der geostrophische Reibungskoeffizient c_g mit der Beziehung

2.2.31. $c_g = \frac{u_+}{G}$

ermittelt.

Das soeben beschriebene Verfahren führt, wie schon erwähnt, im allgemeinen zum Erfolg. Es gibt jedoch zwei Fälle, die die Anwendung dieser Methode unmöglich machen, bzw. nicht sinnvoll erscheinen lassen:

- 1) Im Abschnitt 2.2b. wurde schon erwähnt, daß die Gleichung 2.2.16. bei sehr geringen Windstärken für die Parametrisierung von z_0 nicht mehr benutzt werden kann. Da der entsprechende Eingabeparameter G ist, wurde diese Einschränkung so formuliert:

Eine Berechnung ist nicht möglich für $G < 1$ m/sec.

- 2) Darüberhinaus gibt es eine Situation, bei der die Iterationsfolge (Gl. 2.2.29.) nicht konvergiert, bzw. schon ein $f_1(u_+^{(0)})$ nicht berechnet werden kann. Eine Analyse der Gleichung 2.2.26. zeigt, daß für ein kleines G und ein großes positives ΔT das Argument der Wurzel negativ werden kann. Das heißt, daß für eine sehr große Stabilität die Funktion $f_1(u_+)$ nicht mehr definiert ist. Diese Grenze ist auch physikalisch sinnvoll; denn bei stark stabiler Schichtung, etwa bei Inversionswetterlagen, ist eine gesetzmäßige Kopplung zwischen dem geostrophischen Wind und dem wahren Bodenwind nicht mehr zu erwarten. Diese Grenzstabilität kann mit den Eingabeparametern G und ΔT folgendermaßen definiert werden:

Eine Berechnung ist nicht möglich für $\Delta T > 0.37 G$ wobei G in m/sec und ΔT in $^{\circ}\text{C}$ einzusetzen sind.

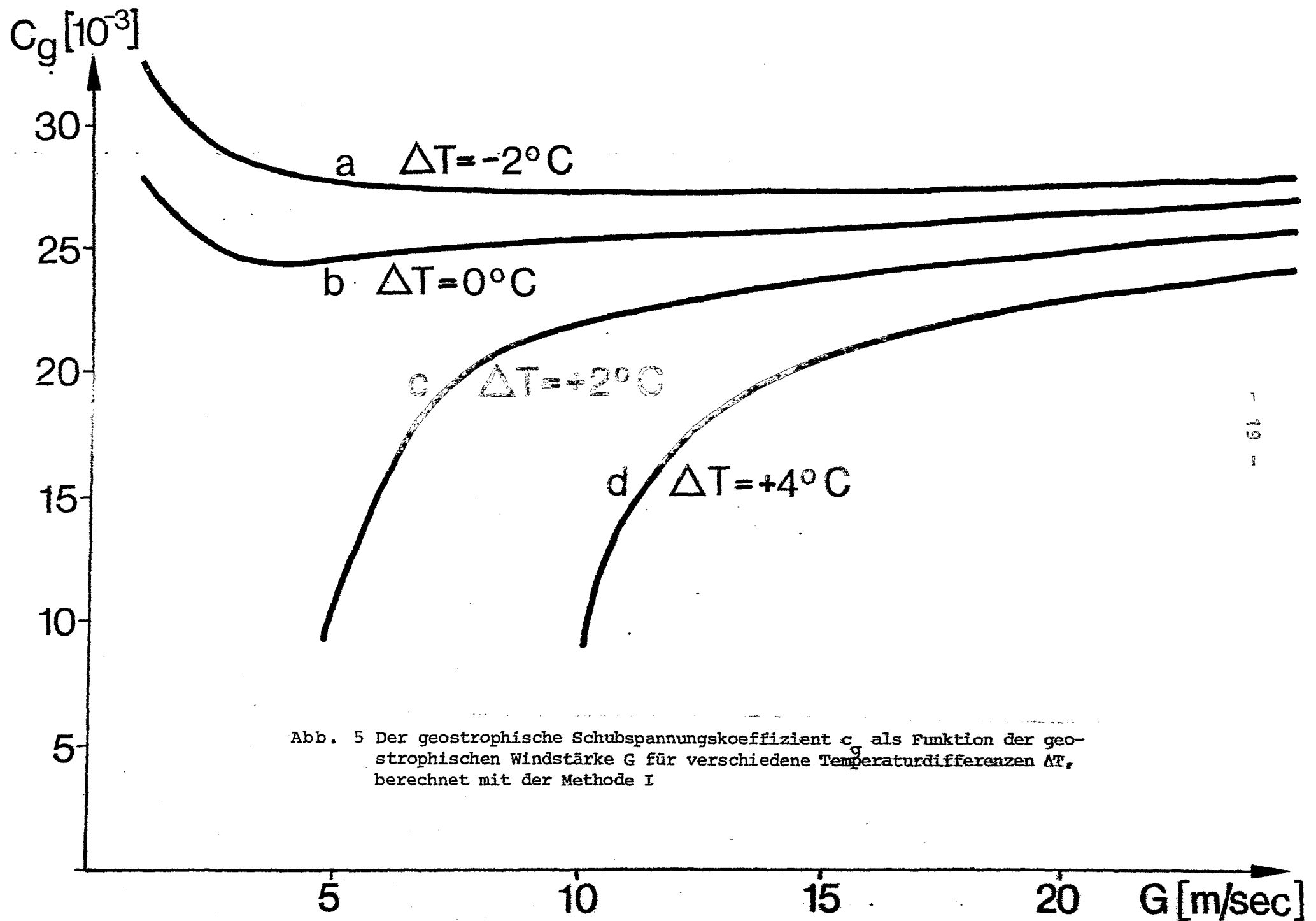


Abb. 5 Der geostrophische Schubspannungskoeffizient c_g als Funktion der geostrophischen Windstärke G für verschiedene Temperaturdifferenzen ΔT , berechnet mit der Methode I

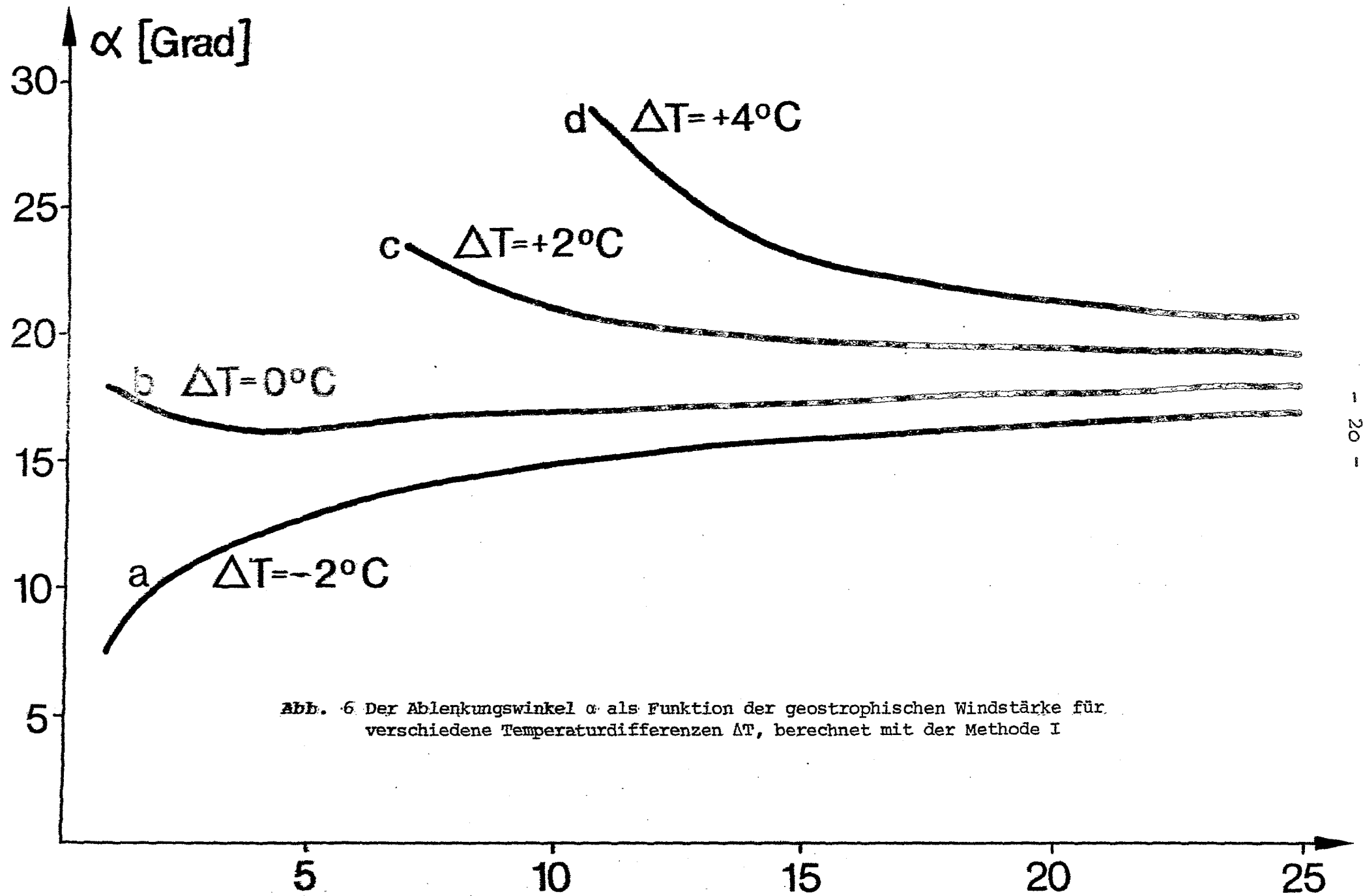


Abb. 6 Der Ablenkungswinkel α als Funktion der geostrophischen Windstärke für verschiedene Temperaturdifferenzen ΔT , berechnet mit der Methode I

f) Diskussion der berechneten Ergebnisse

Die Abbildungen 5 und 6 liefern in Form von Graphiken die Funktionen $c_g(G, \Delta T)$ und $\alpha(G, \Delta T)$, die sich bei einer Anwendung der Widerstandsgesetze in der beschriebenen Form ergeben. Der Temperatur T und der geographischen Breite ϕ wurden konstante Werte gegeben, die etwa den mittleren Verhältnissen über der Ostsee im Frühjahr (April und Mai) entsprechen:

$$2.2.32. \quad \bar{\phi} = 55^\circ \text{ Nord}, \quad \bar{T} = 10^\circ \text{C}$$

Diese Bilder spiegeln qualitativ das wieder, was man sinnvollerweise erwarten würde, nämlich eine Verringerung von c_g und eine Vergrößerung von α mit wachsendem ΔT . Das Divergieren der Kurven mit kleiner werdendem G ist damit zu erklären, daß nicht wie etwa bei einer entsprechenden Darstellung in der Arbeit von F. WIPPERMANN (1972a) eine die Stabilität beschreibende Zahl wie μ sondern ΔT der Kurvenparameter ist. Zur Beschreibung der Stabilität ist neben dem vertikalen Temperaturgradienten aber auch das Ausmaß der mechanischen Turbulenz, das von G abhängt, wesentlich. Interessant mag auch sein, daß c_g und α bei größeren geostrophischen Windstärken nahezu unabhängig von G sind oder höchstens leicht mit G anwachsen.

g) Fehlerabschätzung

Es ist sicher nicht zu erwarten, daß die Widerstandsgesetze die Verhältnisse in der PGS exakt beschreiben, da ja für ihre Gültigkeit einige Voraussetzungen gemacht werden mußten, die im Abschnitt 2.2 a. aufgezählt wurden. Das heißt, es werden von den in der Einleitung (Kap. 2.1.) erwähnten Einflüssen explizit nur der geostrophische Wind, die Rauigkeit der Meeresoberfläche, die geographische Breite und die Stabilität der Schichtung berücksichtigt. Theoretisch ist es denkbar, auch den Einfluß des thermischen Windes nicht zu vernachlässigen, wenn die universellen Funktionen M und N außer von der Stabilität auch von zwei Parametern abhängen, die den horizontalen Temperaturgradienten beschreiben. F. WIPPERMANN

(1972a), F. FIEDLER (1972) und R.H. CLARKE et al. (1975) haben entsprechende Analysen der Funktionen M und N für eine barokline PGS vorgelegt. Auch wäre es möglich, anstelle des geostrophischen Windes den Gradientwind unter entsprechender Berücksichtigung der Isobarenkrümmung zu berechnen. Eine angemessene Beschreibung der Baroklinität und der Isobarenkrümmung würde aber eine erhebliche Vergrößerung des Rechenaufwandes bedeuten, weil neben der noch relativ leichten Bestimmung von G und ΔT eine komplizierte Analyse des Bodentemperaturfeldes oder des Vertikalprofils des geostrophischen Windes und eine maschinell sehr aufwendige Untersuchung des Isobarenverlaufs nötig werden würden. Um eine Anwendung der Widerstandsgesetze auch für Routinebestimmungen der Schubspannung noch sinnvoll erscheinen zu lassen, wird in dieser Arbeit vor allem auf Grund praktischer Erwägungen auf eine Berücksichtigung dieser beiden Faktoren verzichtet. Die dadurch auftretenden Fehler in der Bestimmung von c_g und α werden außerhalb von Frontalzonen wahrscheinlich nicht allzu groß sein. Es sei aber darauf hingewiesen, daß der Einfluß der Isobarenkrümmung etwa bei Sturmsituationen nicht mehr vernachlässigbar ist, wenn sehr starke Winde zusammen mit zyklonal gekrümmten Isobaren auftreten. Daher wäre eine Berücksichtigung für die Analyse und Vorhersage von Sturmfluten sicher wünschenswert (J.T. DUUN-CHRISTENSEN, 1975, K. AARGAARD, 1969).

Abgesehen von den Voraussetzungen für die Ableitung der Widerstandsgesetze sind die Parametrisierung der Rauigkeitslänge z_0 (Gl. 2.2.19.) und die Bestimmung der Funktionen M und N (Gl. 2.2.25.) Unsicherheitsfaktoren, die einen Fehler für c_g und α erzeugen können. Zunächst wurde der Einfluß einer unterschiedlichen Berechnung von z_0 auf das Ergebnis untersucht. Es wurden zwei Bestimmungen von c_g und α durchgeführt: einmal mit $a = 28.5$, das andere Mal mit $a = 81$, wobei a die Konstante aus Gleichung 2.2.16. ist. Die Differenzen zwischen den entsprechenden c_g - und α -Werten sind für verschiedene geostrophische Windstärken und Temperaturdifferenzen in der Tabelle I aufgeführt.

Tabelle I

Auswirkung einer unterschiedlichen Parametrisierung der Rauheitslänge z_0 auf die Parameter c_g und α

$$\Delta c_g = c_g (a = 28.5) - c_g (a = 81) \quad (10^{-3})$$

$$\Delta \alpha = \alpha (a = 28.5) - \alpha (a = 81) \quad (\text{Grad})$$

$\Delta T \text{ (}^\circ\text{C)}$		3	7,5	12,5	17,5	22,5 G (m/sec)
- 2	Δc_g	0.9	1.6	1.8	1.8	1.8
	$\Delta \alpha$	0.5	1.0	1.2	1.2	1.3
0	Δc_g	0.5	1.3	1.6	1.7	1.8
	$\Delta \alpha$	0.3	0.9	1.1	1.1	1.2
+ 2	Δc_g	-	1.0	1.5	1.6	1.6
	$\Delta \alpha$	-	0.4	1.0	1.0	1.1

Man sieht, daß die Unterschiede mit durchweg weniger als 8 % vom berechneten Wert (s. Abb. 5 und Abb. 6) nicht sehr groß sind.

Bedeutend stärker kann sich eine Variation der Stabilitätszahl μ , bedingt durch die Unsicherheit bei der Bestimmung von c_d (Gl. 2.2.21.), zusammen mit der unterschiedlichen Definition der Funktionen M und N auf die Größe von c_g und α auswirken. Nach L. Krügermeyer war der Reibungskoeffizient c_d gegeben durch

$$2.2.33. \quad c_d \cdot 10^3 = 1.38 \pm 0.27$$

Die Unsicherheit über den Verlauf der Funktionen M und N kann man mit dem Nenner im Exponenten der Exponentialfunktion in der Gleichung 2.2.23. c beschreiben:

2.2.34.

$$c = 30 \pm 15$$

Mit $c = 15$ wird im stabilen Bereich ungefähr der Verlauf der Kurven von S.S. ZILITINKEVICH und M.L. DEACON wiedergegeben, mit $c = 45$ kann man dagegen grob die Kurven von R.H. CLARKE approximieren (s. Abb. 4. und 5.). Die Werte in Tabelle II ergeben sich, wenn man mit den Mitteln der Fehlerfortpflanzung die Auswirkung der Fehler in c_d und c auf die Ergebnisse c_g und α berechnet.

Tabelle II

Fehlerabschätzung für die Anwendung der Widerstandsgesetze mit

$$c = 30 \pm 15$$

$$c_d = (1.38 \pm 0.3) 10^{-3}$$

Δc_g und $\Delta \alpha$ ergeben sich bei einer Anwendung der Gesetze der Fehlerfortpflanzung auf Gleichung 2.2.26.

$$(\Delta c_g (10^{-3}), \Delta \alpha (\text{Grad}))$$

$\Delta T (^{\circ}\text{C})$		3	7.5	12.5	17.5	22.5G (m/sec)
- 4	Δc_g	0.7	1.4	1.4	1.2	1.1
	$\Delta \alpha$	1.1	1.9	1.7	1.4	1.2
- 2	Δc_g	1.2	1.2	1.0	0.8	0.7
	$\Delta \alpha$	1.9	1.6	1.2	0.9	0.7
+ 2	Δc_g	-	6.3	2.2	1.4	1.0
	$\Delta \alpha$	-	8.1	2.7	1.6	1.1
+ 4	Δc_g	-	-	15.3	4.4	2.8
	$\Delta \alpha$	-	-	18.2	5.1	3.1

Die Standardabweichungen von c_g und α werden besonders im stabilen Bereich und bei schwachen geostrophischen Winden recht groß. Über dem Meer werden zwar extrem stabile Verhältnisse nur selten auftreten, es ist aber durchaus zu beachten, daß die Anwendung der Widerstandsgesetze zur Bestimmung von c_g und α bei stark stabiler Schichtung nur mit

einem gewissen Vorbehalt möglich ist, solange es nicht gelingt, den Verlauf der Funktionen $M(u)$ und $N(u)$ mit größerer Sicherheit und Genauigkeit festzulegen.

2.3. DIE BERECHNUNGSMETHODE MIT DEN FORMELN VON J.T. DUUN-CHRISTENSEN UND L. HASSE (Methode II)

In diesem Kapitel werden zwei Formeln vorgestellt, die den wahren Wind in 10 m Höhe über dem Meeresspiegel \vec{U} als Funktion des geostrophischen Windes \vec{G} und der Differenz zwischen der Luft- und der Wassertemperatur ΔT berechnen. Die Eingabeparameter sind also bis auf die geographische Breite ϕ und die mittlere Lufttemperatur T dieselben wie bei der Anwendung der Widerstandsgesetze. Jedoch werden diese Formeln nicht mit einem theoretischen Ansatz sondern durch eine statistische Analyse von Beobachtungen in der Deutschen Bucht gewonnen.

a) Die Formeln von L. Hasse

L. HASSE (1974) gewann die Druckdaten zur Berechnung des geostrophischen Windes aus Druckmeldungen holländischer, deutscher und dänischer Küstenstationen, den Wind an der Meeresoberfläche und die Temperaturdifferenz ΔT aus Beobachtungen dreier Feuerschiffe in der Deutschen Bucht. Ein wesentliches Ergebnis seiner Untersuchungen ist die Formel:

$$2.3.1. \quad U_H = (0.54 - 0.012 \Delta T) G + 1.68 - 0.105 \Delta T$$

Der Index H soll darauf hinweisen, daß der Wind mit der "Hasse"-Formel berechnet wurde, U_H und G sind in m/sec und ΔT in $^{\circ}\text{C}$ einzusetzen. Als Standardabweichung gibt L. Hasse einen mittleren Fehler von 1.8 m/sec an. Mit Radiosondenwindmessungen in den Niveaus 700 mb und 850 mb der Stationen Emden und Schleswig versuchte er auch den Einfluß des thermischen Windes zu erfassen, er konnte jedoch keine signifikante Abhängigkeit feststellen.

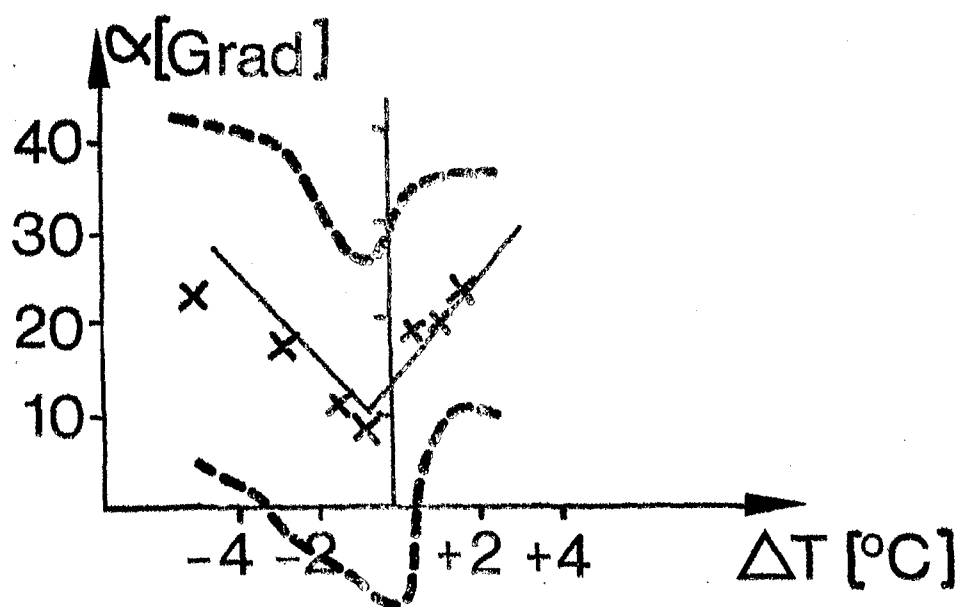


Abb. 7 Der Ablenkungswinkel α als Funktion der Temperaturdifferenz ΔT (Methode II)

x Mittelwerte nach L. HASSE (1974)

--- Streuungsgrenzen

zitiert aus J.T. DUUN CHRISTENSEN (1975)

— Approximationsformel (Gl. 2.3.2.)

Eine entsprechende Analyse des Ablenkungswinkels ergab lediglich eine Korrelation mit ΔT (Abb. 7). Die Abhängigkeit $\alpha(\Delta T)$ läßt sich approximativ folgenderweise beschreiben:

$$2.3.2. \quad \alpha_H = 10 + |\Delta T + 0,7| \cdot 4$$

Dieses Ergebnis, besonders daß α mit wachsender Instabilität größer werden soll, ist recht überraschend. Es ist jedoch anzumerken, daß die Gleichung 2.3.2. statistisch nicht sehr gut gesichert ist, weil die mittlere Standardabweichung mit 16.4 Grad relativ groß ist. Eine mögliche Erklärung für diese unerwartete Variation mit der Stabilität könnte aber folgende Überlegung liefern: In der Deutschen Bucht treten extrem instabile Verhältnisse eigentlich nur bei ablandigen Winden im Winter auf. Es könnte also sein, daß das Anwachsen von α bei großem negativem ΔT auf den auch über dem Meer noch spürbaren Landeinfluß zurückzuführen ist.

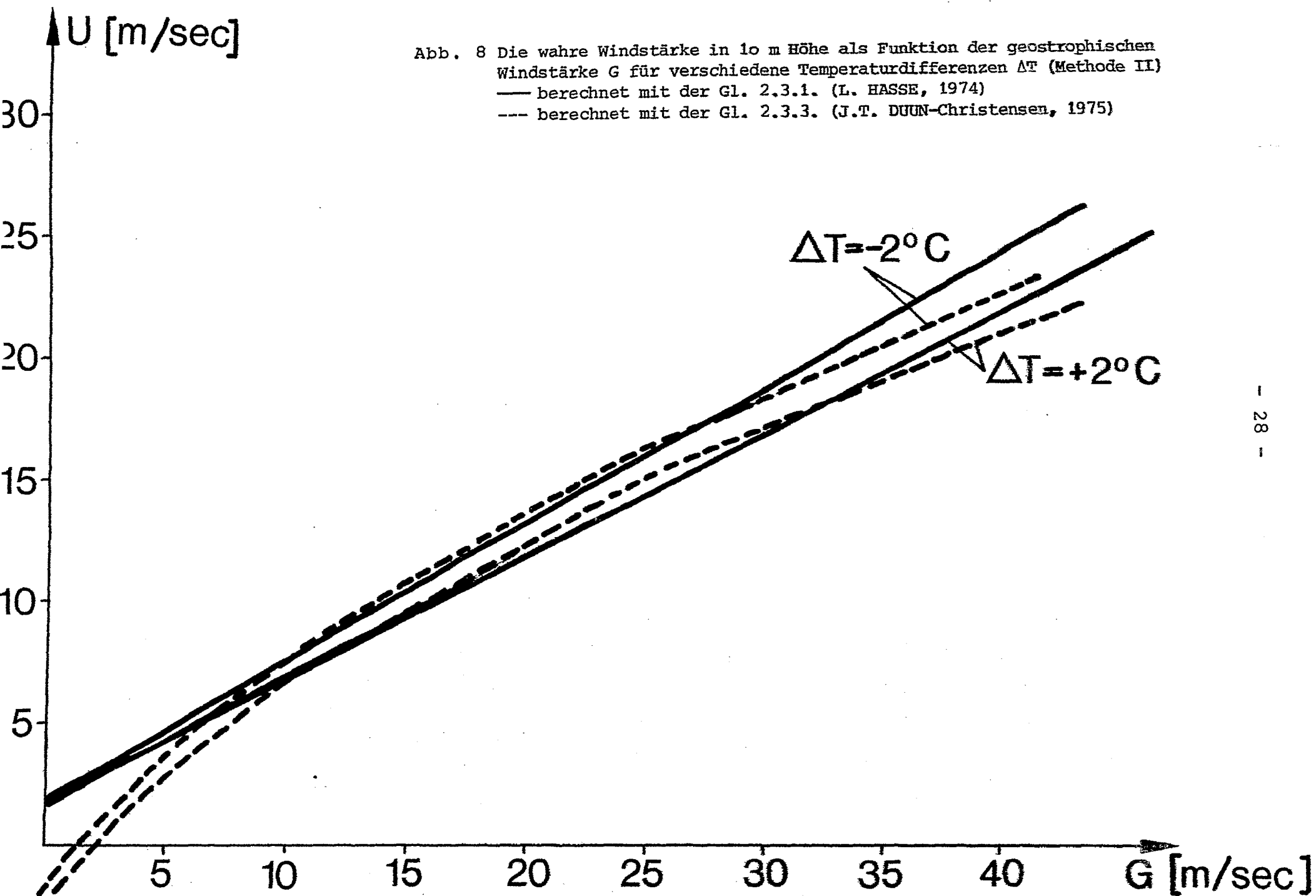
b) Modifikation der "Hasse"-Formel durch J.T. Duun-Christensen

J.T. DUUN-CHRISTENSEN (1975) überprüfte die Ergebnisse L. Hasse besonders in Hinblick auf große Windstärken. Er verglich die auf den Feuerschiffen P8, E8 und "Famita" gemessenen Windstärken mit den von der "Hasse"-Formel berechneten. Die Beobachtungszeit umfaßte drei Sturmfluten an der deutschen Nordseeküste. Nach seinen Untersuchungen scheint eine Wurzelfunktion die gemessenen Daten besser zu approximieren, besonders für Windstärken größer als 18 m/sec.

$$2.3.3. \quad U_D = 6.82 \sqrt{U_H} - 11 \text{ (m/sec)}$$

Der Index D soll in diesem Fall auf Duun-Christensen hinweisen.

In der Abb. 8 sind die Gleichungen 2.3.1. und 2.3.3. für verschiedene ΔT graphisch dargestellt. Die Unterschiede zwischen U_H und U_D sind in einem mittleren Windgeschwindigkeitsbereich kleiner als 0.7 m/sec. Nur bei geringen Windstärken und bei sehr starkem Wind ist U_H wesentlich größer als U_D . Diese



Unterschiede basieren hauptsächlich darauf, daß Hasses Formel auf Daten beruht, die einer mittleren Wettersituation entsprechen, J.T. Duun-Christensen aber Überwiegend Sturm-
wetterlagen analysierte, so daß seine Formel also nur bei Sturm und Orkan ($U > 18 \text{ m/sec}$) eine Verbesserung der Hasse-
Formel sein wird. Überraschend ist, daß die Gleichung 2.3.1. bei sehr geringen Windstärken einen stärkeren Bodenwind als den geostrophischen Wind berechnet. L. Hasse führt dies darauf zurück, daß bei schwachen Luftdruckgegensätzen oder kleinem G kleinskalige Einflüsse den Bodenwind dominieren können, etwa Land-Seewindzirkulationen oder lokale Konvektionssysteme, und so im Mittel ein relativ starker Bodenwind gemessen wird. Natürlich wird dann aus denselben Gründen auch die Richtung des Bodenwindes nur schwach mit der Richtung des geostrophischen Windes gekoppelt sein. Da in der vorliegenden Untersuchung keine Sturm-
wetterlagen analysiert werden (s. Kap. 4. wird der Gleichung 2.3.1. der Vorzug vor 2.3.3. gegeben werden und es wird sich zeigen, daß diese Wahl gerechtfertigt war (Kap. 6.2.)).

c) Fehlerabschätzung

Der geostrophische Schubspannungskoeffizient c_g war gegeben durch:

$$2.3.4. \quad c_g = \sqrt{c_d} \cdot \frac{U}{G}$$

L. Hasse gab einen Fehler von 1.8 m/sec für U_H an. Mit der Gleichung 2.1.4. ist außerdem ein Fehler für den Schubspannungskoeffizienten c_d vorgegeben. Berücksichtigt man diese beiden Unsicherheitsfaktoren, so ergeben sich für c_g und α die in Tabelle III angegebenen Fehler. Die Abweichung für α muß im Mittel mit 16.4 Grad veranschlagt werden, besonders bei geringen Windgeschwindigkeiten können aber noch erheblich größere Abweichungen vom berechneten Ablenkungswinkel auftreten. So gibt L. HASSE (1974) für Windgeschwindigkeiten, die kleiner als 7 m/sec sind, für α eine Standardabweichung von 64 Grad an.

Tabelle III

Fehlerabschätzung für die Anwendung der "Hasse" Formeln

mit

$$c_d = (1.38 \pm 0.3) 10^{-3}$$

$$U = U_H \pm 1.8 \text{ (m/sec)}$$

Δc_g ergibt sich bei einer Anwendung der Gesetze der Fehlerfortpflanzung auf Gleichung (2.1.2.), $\Delta \alpha$ ist von L. HASSE (1974) explizit angegeben

$$(\Delta c_g (10^{-3}), \Delta \alpha (\text{Grad}))$$

		3	7,5	12,5	17,5	22,5 G (m/sec)
Für alle	Δc_g	22.8	9.6	6.0	4.7	3.9
Stabilitäten	Δa	64		16.4		

Die relativ großen Fehlerspannen in der Tabelle III lassen sich dadurch erklären, daß neben unvermeidlichen Ungenauigkeiten bei der Bestimmung von U, G und besonders auch von α alle möglichen Einflüsse, die im Kap. 2.1. aufgeführt wurden, im statistischen Mittel den Bodenwind bestimmen. In der Formel wird aber nur eine funktionale Abhängigkeit U (G, ΔT) und $\alpha(\Delta T)$ berücksichtigt. Im Gegensatz zu den Fehlern bei der Anwendung der Widerstandsgesetze (Tab. I und II) machen die Werte in der Tabelle III jedoch tatsächlich eine Aussage über die Vertrauensgrenzen bei der Anwendung der Gleichungen 2.3.1. und 2.3.2.. Im Rahmen einer Fehlerabschätzung ist nun die Frage wesentlich, in wie weit man diese Formeln mit der gleichen Sicherheit auch über anderen Meeresgebieten als der Deutschen Bucht anwenden kann.

Die unkontrollierten meteorologischen und lokalen Einflüsse gehen in die Formeln nicht nur als Streuungsfehler ein, sondern sie können auch die Formeln selbst beeinflussen, wenn sie sich im langzeitigen Mittel nicht gegenseitig aufheben. So werden die Formeln 2.3.1. und 2.3.2. über Meeresgebieten, die in einer anderen Breitenzone als die Deutsche Bucht liegen, nur bedingt anwendbar sein (L. HASSE 1974). Es ist auch möglich, daß durch besondere orographische oder klimatologische

Bedingungen in der Deutschen Bucht eine Abhängigkeit des Bodenwindes von G oder ΔT vorgetäuscht wird, die eventuell auf andere Faktoren zurückzuführen ist. Eine mögliche Kopplung zwischen ΔT und dem Landeinfluß und die Einwirkung kleinskaliger Phänomene besonders bei geringen Luftdruckgegensätzen wurde schon im Kap. 2.3. (a und b) diskutiert.

J.T. Duun-Christensen hat auch darauf hingewiesen, daß seine Formel (Gl. 2.3.3.) besonders bei starken Winden den Einfluß der Isobarenkrümmung widerspiegeln könnte. Da sehr große Windstärken über der Nordsee in der Regel nur bei zyklonalen Wetterlagen auftreten, wird im Mittel der starke Bodenwind geringer sein als es bei gradlinigem Isobarenverlauf erwartet werden müßte, da der Gradientwind dann schwächer als der geostrophische Wind ist.

2.4. VERGLEICH DER BEIDEN BERECHNUNGSMETHODEN

Die Abbildungen 9 und 10 stellen die Ergebnisse der in den Abschnitten 2.2. (Methode I) und 2.3. (Methode II) beschriebenen Verfahren im Zusammenhang dar. Anhand dieser Graphiken können die Unterschiede herausgestellt werden, die sich bei einer Anwendung der Methode II gegenüber der Methode I für c_g und α ergeben:

1. Der geostrophische Schubspannungskoeffizient c_g zeigt für alle Stabilitäten eine deutliche Abnahme mit der geostrophischen Windstärke G , und die Variation mit der Temperaturdifferenz ΔT hängt nur schwach von ΔT und G ab.
2. Der Ablenkungswinkel α hängt nicht von G ab und weist eine stärkere Stabilitätsabhängigkeit auf in dem Sinne, daß α sowohl mit wachsender Instabilität als auch mit wachsender Stabilität zunimmt (s.a. Abb. 7).

Methode I geht von einer idealisierten PGS aus. Es werden eine begrenzte Anzahl von Einflüssen berücksichtigt, und man muß einige einschränkende Annahmen machen. Wenn die "wahre" PGS dieser idealisierten PGS genügend ähnlich

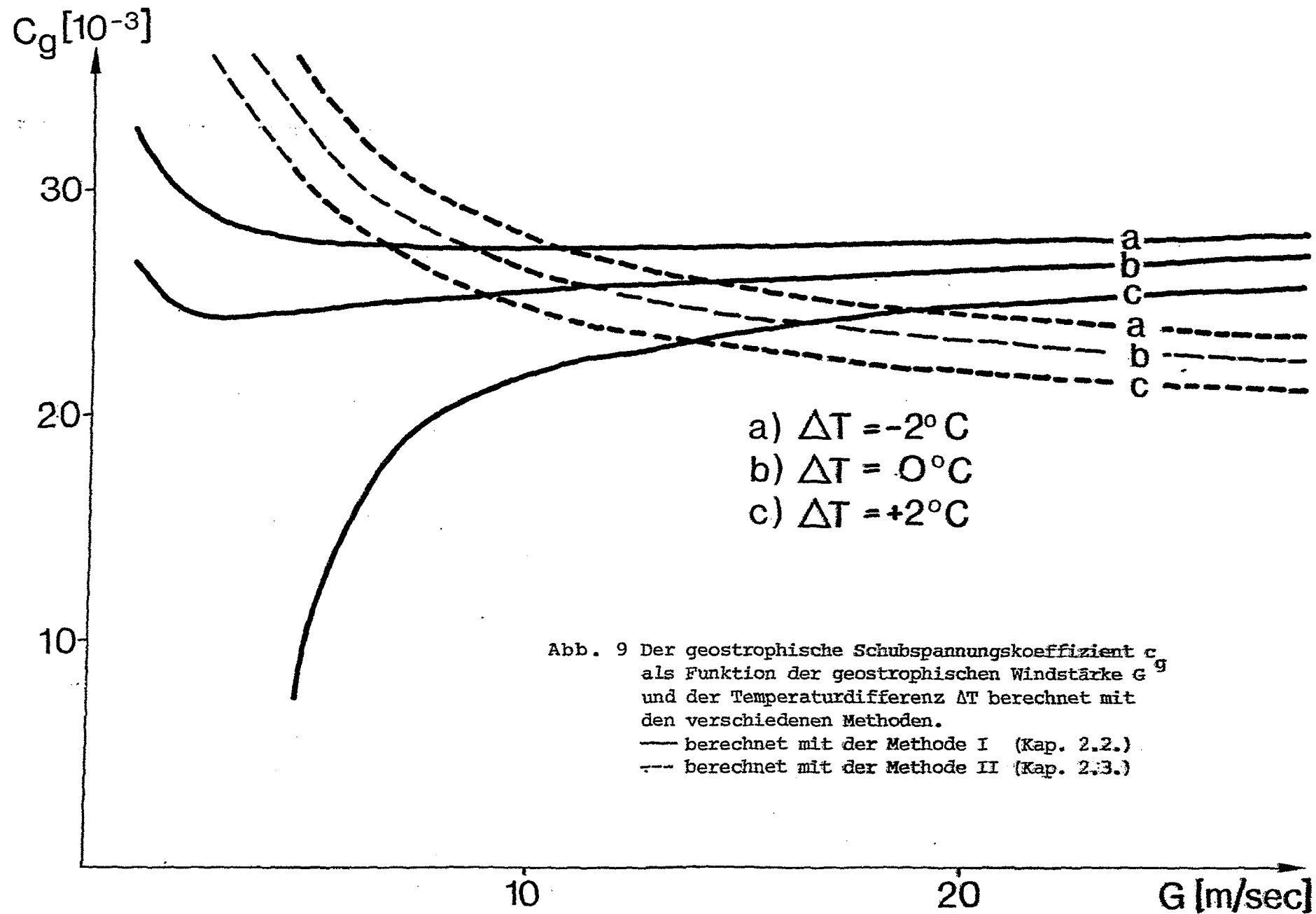


Abb. 9 Der geostrophische Schubspannungskoeffizient c als Funktion der geostrophischen Windstärke G^g und der Temperaturdifferenz ΔT berechnet mit den verschiedenen Methoden.
 — berechnet mit der Methode I (Kap. 2.2.)
 --- berechnet mit der Methode II (Kap. 2.3.)

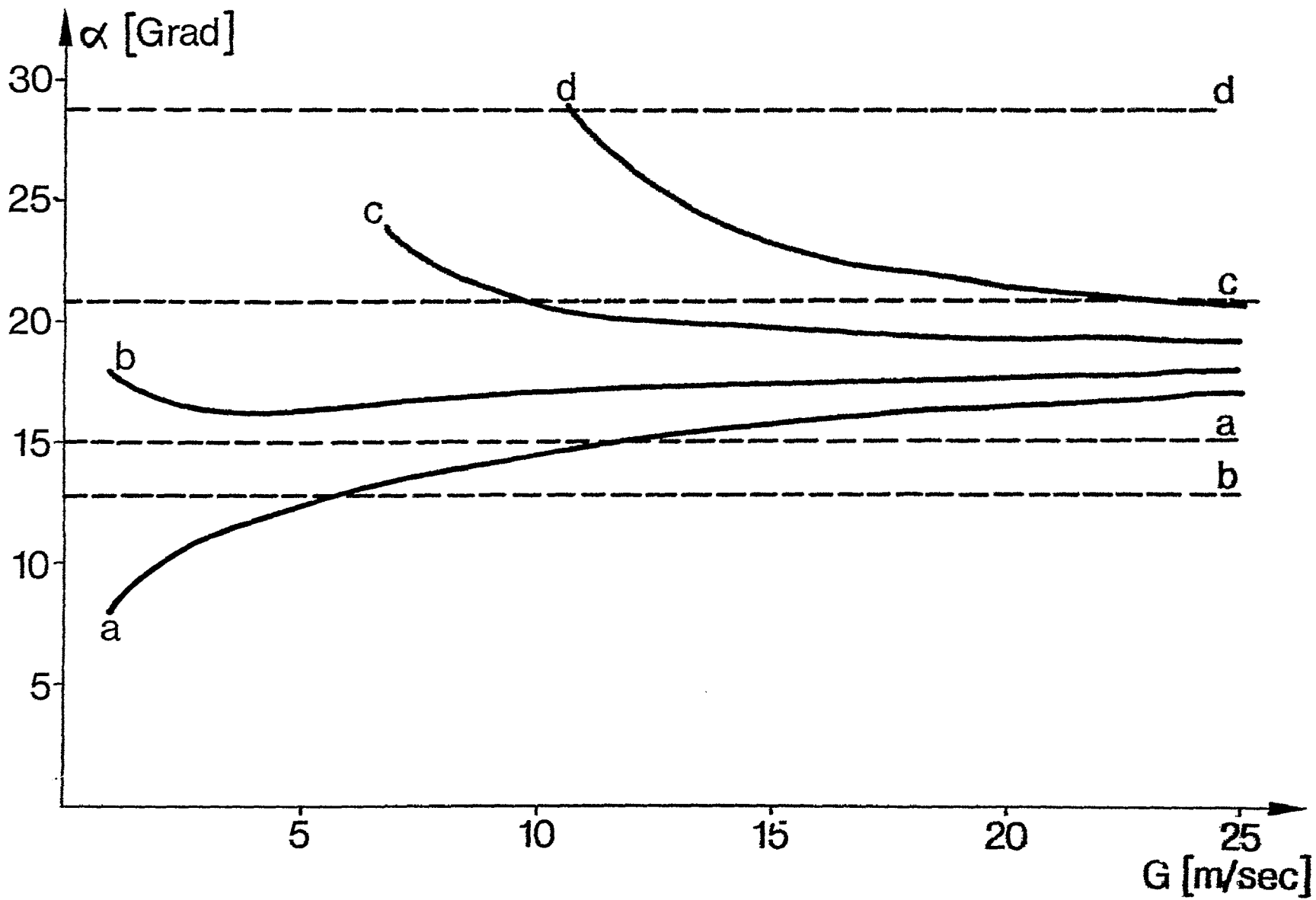


Abb. 10 Der Ablenkungswinkel α als Funktion der geostrophischen Windstärke G und der Temperaturdifferenz ΔT .
Zur Legende siehe Abb. 9

ist, so ist zu erwarten, daß realistische Ergebnisse berechnet werden, und dies gilt für alle Meeresgebiete mit Ausnahme der Äquatorialregion, da hier eine Verwendung des geostrophischen Windes wenig sinnvoll ist.

Methode II basiert im Gegensatz dazu auf Meßergebnissen in der realen Atmosphäre; es gehen aber in die zu benutzenden Formeln nur G und ΔT ein, alle anderen Parameter, die die Physik in der PGS bestimmen, beeinflussen zwar die Meßergebnisse, werden in den Formeln jedoch nicht explizit berücksichtigt. Gute Übereinstimmung mit der Realität kann mit Sicherheit nur über der südlichen Nordsee erwartet werden, und es stellt sich die Frage, ob die lokalen und klimatologischen Gegebenheiten im zu untersuchenden Meeresgebiet vergleichbar mit den Verhältnissen über der Nordsee sind.

Aus diesen Überlegungen ergeben sich spezifische Vor- und Nachteile für beide Berechnungsmethoden. Nachdem im folgenden Kapitel ausführlich auf das vorhandene Datenmaterial eingegangen wird, das anlässlich der BALTIC '75 - Expedition gesammelt wurde, soll anhand dieses Materials geprüft werden, wie man am besten das Schubspannungsfeld über der Ostsee im April und Mai 1975 berechnen kann.

3. BESCHREIBUNG UND AUSWERTUNG DES VORHANDENEN DATENMATERIALS

In diesem Kapitel sollen das Datenmaterial und seine Aufbereitung beschrieben werden. Die vorliegenden Daten lassen sich in vier Gruppen einteilen.

1. Das Bodenluftdruck- und Bodentemperaturfeld, die beide auf einem Gitter definiert sind und zur Berechnung des geostrophischen Windes dienen.
2. Die Oberflächenwassertemperatur der Ostsee, die zur Bestimmung der Temperaturdifferenz ΔT gebraucht wird,
3. Die Meßergebnisse einer Profilmessanlage im südlichen Bornholmbecken, mit denen unter anderem die Oberflächenschubspannung direkt bestimmt werden kann,

4. Die Wind-, Luftdruck- und Temperaturmeldungen der synoptischen Wetterstationen an der Ostseeküste, die eine Abschätzung der Schubspannung in den Küstenregionen erlauben.

Die ersten beiden Datensätze werden dazu benutzt, die Koeffizienten c_g und α mit den vorher beschriebenen Berechnungsmethoden zu bestimmen, die zuletzt genannten Datensätze dienen dazu, die Güte dieser Berechnungsmethoden zu überprüfen.

3.1. DER GEOSTROPHISCHE WIND

a) Beschreibung des Berechnungsverfahrens

Vom Deutschen Wetterdienst in Offenbach/Main wurden die Meldungen der synoptischen Wetterstationen mit einem speziellen Analysenverfahren, das von H. LIEBING in seiner Diplomarbeit (1976) näher beschrieben wird, auf ein Gitternetz übertragen. Dieses Gitter ist auf einer stereographischen Projektionsebene definiert, die die Erde bei der geographischen Breite von 60 Grad Nord parallel zur Äquatorebene schneidet (Abb. 11), und es ist so orientiert, daß die Ordinate des Gitterkoordinatensystems (x_0 , y_0) parallel zum Meridian 10° Grad Ost verläuft. Die Maschenweite des Gitters beträgt 190 km. Als Fixpunkt dient der Pol, der im Gitterkoordinatensystem durch die Koordinaten $x_0 = 16$ und $y_0 = 36$ festgelegt sei. Zur Veranschaulichung ist in der Abb. 12 die Projektion der Erdoberfläche auf das DWD-Gitter dargestellt.

Als Datensatz liegen Werte des Bodenluftdrucks, der Bodentemperatur und der Drucktendenz an allen Gitterpunkten vor für den Zeitraum vom 1.4.75 00 MEZ bis zum 26.5.75 18 MEZ im 6-stündigen Abstand. Das Bodenluftdruckfeld unterzog H. LIEBING (1976) einer genauen Prüfung. Er verwendete ein bikubisches Interpolationspolynom (Gl. 3.1.2.), um den Luftdruck innerhalb der Gitterquadrate zu berechnen, und er konnte durch eine Abänderung der ursprünglichen, vom DWD gelieferten Gitterwerte, besonders für Wettersituationen mit Frontdurchgängen,

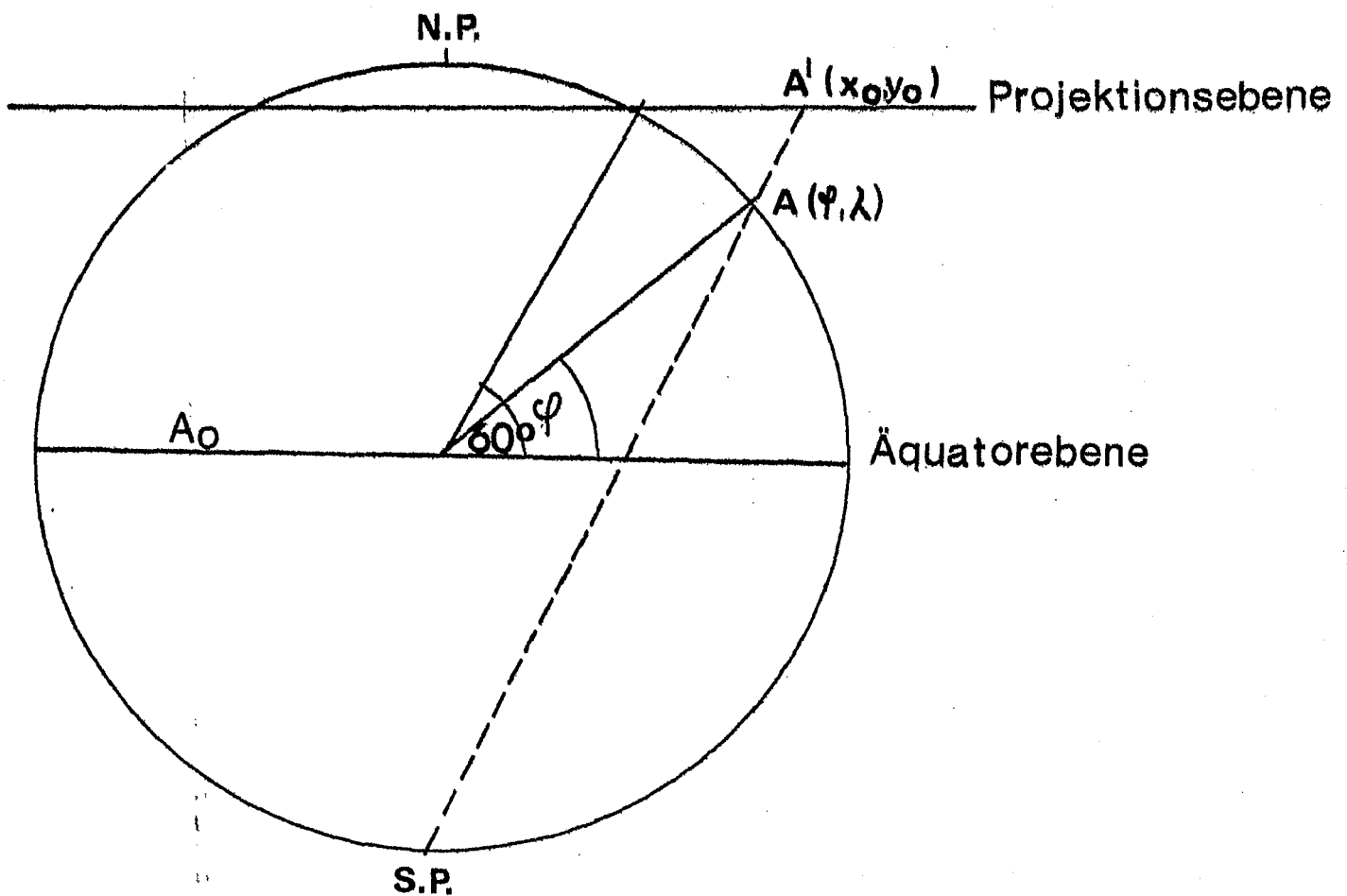


Abb. 11 Darstellung zur Erläuterung der stereographischen Projektion. Durch die Projektion wird der Punkt A auf der Erdoberfläche auf den Punkt A' auf der Projektionsebene abgebildet

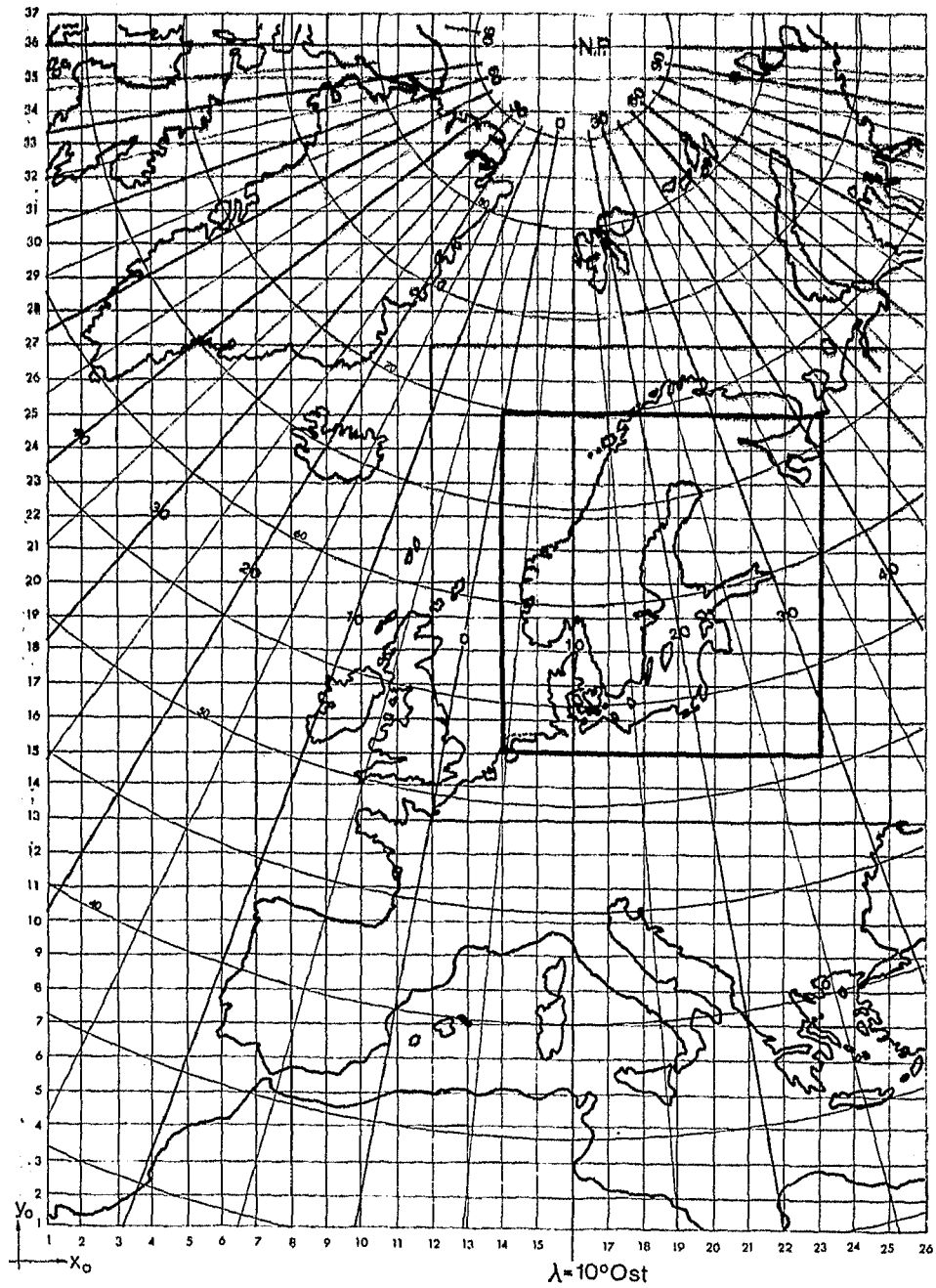


Abb. 12 Projektion der Erdoberfläche auf das Gitter des DWD
(Projektionsebene)

eine Verbesserung der Anpassung an die von den synoptischen Stationen gemeldeten Druckwerte erreichen. Im folgenden soll nun beschrieben werden, wie sich aus den so abgeänderten Gitterwerten des Bodenluftdrucks der geostrophische Wind berechnen läßt.

In der Abb. 13 ist ein Ausschnitt der stereographischen Pro-

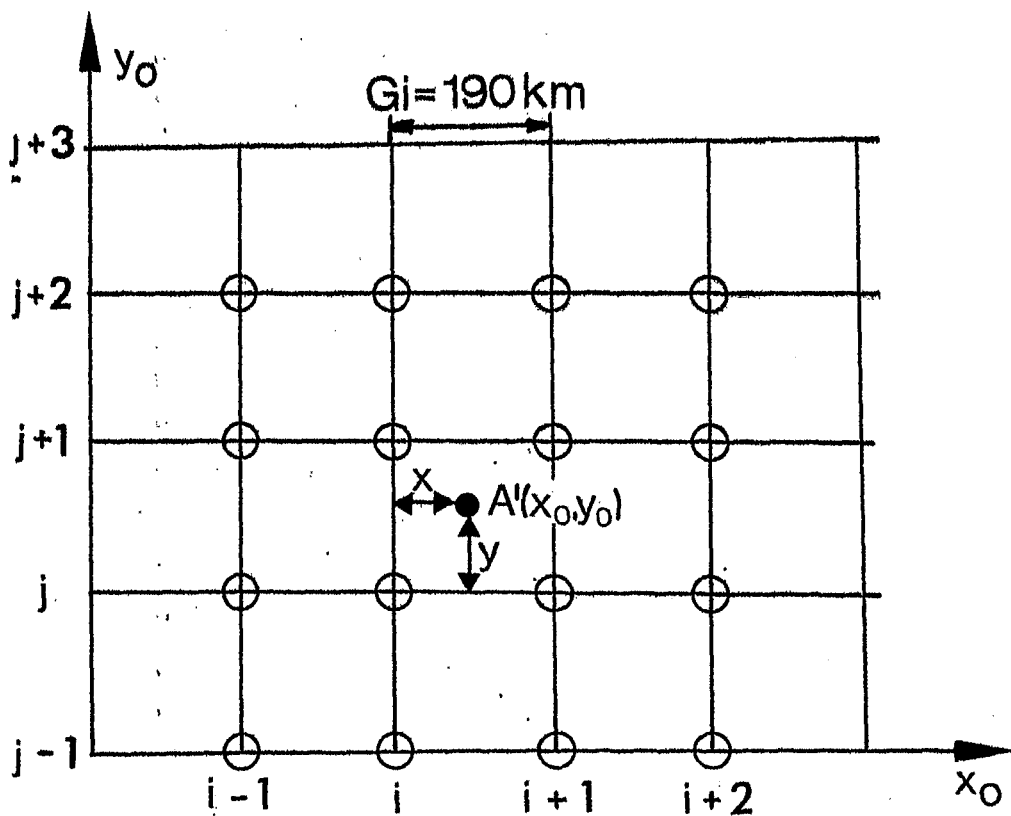


Abb. 13 Schematischer Ausschnitt aus dem DWD-Gitter zur Erläuterung der Interpolationsformel Gl. 3.1.2. Die Koeffizienten dieser Gleichung werden durch die Werte an den durch einen Kreis gekennzeichneten Gitterpunkten bestimmt.

z.B. $H_{-1,2}$ = Druck am Gitterpunkt $(i-1, j+2)$

$H(x,y)$ = Druck am Punkte $A' (x_0, y_0)$

jektionsebene dargestellt. Der Punkt A habe die geographischen Koordinaten ϕ und λ . Zunächst ist die Lage des Punktes A' durch die Gitterkoordinaten x_0 und y_0 auszudrücken. Die Transformationsgleichungen lauten:

$$\begin{aligned} 3.1.1. \quad x_0 &= \frac{A_0 (1 + \sin 60^\circ)}{G_1} \tan\left(\frac{90^\circ - \phi}{2}\right) \cos(\lambda - 100) + 16 \\ y_0 &= \frac{A_0 (1 + \sin 60^\circ)}{G_1} \tan\left(\frac{90^\circ - \phi}{2}\right) \sin(\lambda - 100) + 36 \end{aligned}$$

$G_1 = 1.9 \cdot 10^5$ m ist die mittlere Maschenweite und $A_0 = 6.4 \cdot 10^6$ m ist der mittlere Erdradius. x_0 und y_0 werden im allgemeinen Dezimalzahlen sein, wobei die Ziffern vor dem Komma das Gitterquadrat (i,j) beschreiben, die Ziffern hinter dem Komma jedoch die Lage innerhalb des Quadrats (x,y). Der Druck an der Stelle (x_0, y_0) wird am besten mit einem bikubischen Interpolationspolynom berechnet (L.S. GANDIN, 1963), dessen Koeffizienten $H_{i,j}$ durch die Druckwerte an den 16 umliegenden Gitterpunkten bestimmt werden.

$$\begin{aligned} 3.1.2. \quad H(x,y) &= \frac{1}{36} H_{-1,-1} x(1-x)(2-x)y(1-y)(2-y) - \\ &- \frac{1}{12} H_{-1,0} x(1-x)(2-x)(1+y)(1-y)(2-y) - \\ &- \frac{1}{12} H_{-1,1} x(1-x)(2-x)(1+y)y(2-y) + \\ &+ \frac{1}{36} H_{-1,2} x(1-x)(2-x)(1+y)y(1-y) - \\ &- \frac{1}{12} H_{0,-1} (1+x)(1-x)(2-x)y(1-y)(2-y) + \\ &+ \frac{1}{4} H_{0,0} (1+x)(1-x)(2-x)(1+y)(1-y)(2-y) + \\ &+ \frac{1}{4} H_{0,1} (1+x)(1-x)(2-x)(1+y)y(2-y) - \\ &- \frac{1}{12} H_{0,2} (1+x)(1-x)(2-x)(1+y)y(1-y) - \\ &- \frac{1}{12} H_{1,-1} (1+x)x(2-x)y(1-y)(2-y) + \\ &+ \frac{1}{4} H_{1,0} (1+x)x(2-x)(1+y)(1-y)(2-y) + \\ &+ \frac{1}{4} H_{1,1} (1+x)x(2-x)(1+y)y(2-y) - \\ &- \frac{1}{12} H_{1,2} (1+x)x(2-x)(1+y)y(1-y) + \\ &+ \frac{1}{36} H_{2,-1} (1+x)x(1-x)y(1-y)(2-y) - \\ &- \frac{1}{12} H_{2,0} (1+x)x(1-x)(1+y)(1-y)(2-y) - \\ &- \frac{1}{12} H_{2,1} (1+x)x(1-x)(1+y)y(2-y) + \\ &+ \frac{1}{36} H_{2,2} (1+x)x(1-x)(1+y)y(1-y). \end{aligned}$$

Zur Erläuterung sei auf die Legende der Abb. 13 verwiesen. Anstatt des Druckes kann mit den entsprechenden Gitterwerten auch die Temperatur im Punkte (x_0, y_0) berechnet werden. Dieses Polynom hat die angenehme Eigenschaft, daß es in dem Gebiet jeder Masche einschließlich ihres Randes bezüglich x und y stetig differenzierbar ist. Man kann also die Gleichung 3.1.2. nach x bzw. y ableiten und erhält so die Komponenten des Druckgradienten im Punkte (x_0, y_0) :

$$3.1.3. \quad P_x(x_0, y_0) = \frac{\partial P(x_0, y_0)}{\partial x}, \quad P_y(x_0, y_0) = \frac{\partial P(x_0, y_0)}{\partial y}$$

P_x und P_y haben die Dimension mb/Gitterabstand. Mit einem geeigneten Verzerrungsfaktor, der sich aus der Art der stereographischen Projektion ergibt, lassen sich die Druckgradienten in mb/m umrechnen:

$$3.1.4. \quad P_x \left[\frac{mb}{\text{Gitterabst.}} \right] = \frac{1}{m} P_x \left[\frac{mb}{m} \right]; \quad P_y \left[\frac{mb}{\text{Gitterabst.}} \right] = \frac{1}{m} P_y \left[\frac{mb}{m} \right]$$

$$m = 1.9 \cdot 10^5 \cdot (1 + \sin 60^\circ) / (1 + \sin \phi)$$

Die Komponenten des geostrophischen Windes im Gitterkoordinatensystem berechnen sich dann zu:

$$3.1.5. \quad G_x = - \frac{1}{\rho f} P_y; \quad G_y = \frac{1}{\rho f} P_x$$

ρ ist die Dichte der Luft, mit $\rho = P/RT$, wobei R die Gaskonstante der trockenen Luft bezeichnet. Die Temperatur und der Luftdruck sind, wenn sie nicht aus anderen Datenquellen bekannt sind, mit der Gleichung 3.1.2. aus den Gitterwerten zu ermitteln. Schließlich müssen die Komponenten des geostrophischen Windes noch in ein geographisches Koordinatensystem transformiert werden. In dieser Arbeit ist der geostrophische Wind \vec{G} gegeben durch die Windstärke G und die meteorologische Richtung $dd(\vec{G})$. Die entsprechenden Transformationsgleichungen lauten:

$$G = \sqrt{G_x^2 + G_y^2}$$

$$3.1.6. \quad dd(\vec{G}) = \begin{matrix} 260 + \lambda - \arctg(G_y/G_x) & \text{für } G_x > 0 \\ 80 + \lambda - \arctg(G_y/G_x) & \text{für } G_x < 0 \end{matrix}$$

b) Diskussion des Verfahrens

Der Vorteil dieses Verfahrens liegt vor allem darin, daß es in allen seinen Schritten von der Erstellung der Gitterwerte bis zur Berechnung des geostrophischen Windes maschinell durchführbar ist. Auch ist durch das Korrekturverfahren von H. Liebing und durch die analytische Berechnung des geostrophischen Windes eine gute Übereinstimmung mit den realen Verhältnissen zu erhoffen; denn auch in der realen Atmosphäre ist außerhalb von Frontalzonen die Bodenluftdruckverteilung durch einen Isobarenverlauf ohne "Knicke" gekennzeichnet, wie er durch das Interpolationspolynom beschrieben wird. Eine detaillierte Untersuchung, wie gut das berechnete Druckfeld mit den an den synoptischen Stationen gemessenen Werten übereinstimmt, wurde von H. Liebing durchgeführt: Eine Berechnung von Isobarenknicken ist prinzipiell wegen der Stetigkeit der Ableitungen (Gl. 3.1.3.) nicht durchführbar. Subjektive Verfahren, wie etwa sorgfältige Handanalysen der Wetterkarten, könnten diesen Mangel zwar beseitigen, jedoch hängt die Güte einer Handanalyse sehr vom Analytiker ab, und man müßte den Vorteil der Schnelligkeit der maschinellen Berechnung aufgeben.

Eine genaue quantitative Untersuchung der Übereinstimmung des berechneten mit dem "wahren" geostrophischen Wind ist schon deshalb nicht sinnvoll durchführbar, weil der "wahre" geostrophische Wind nicht meßbar ist. Mit einigen Voraussetzungen, die in der Realität nur selten oder gar nicht erfüllt sind, ist Abschätzung des Fehlers im geostrophischen Wind jedoch möglich. Diese Voraussetzungen wären:

1. Die Abweichung der Gitterwerte des Luftdrucks vom wahren Luftdruck sind bekannt und sie streuen um den Wert 0 im Sinne einer Gauß'schen Normalverteilung (zeitliche Zufallsverteilung).
2. Die Abweichungen an benachbarten Gitterpunkten sind unabhängig voneinander (räumliche Zufallsverteilung)

Unter diesen Voraussetzungen können die Fehler im Betrag des geostrophischen Windes ΔG und in der Richtung $\Delta \text{add}(\vec{G})$ mit der An-

wendung der Gesetze der Fehlerfortpflanzung auf die Gleichung 3.1.2. ermittelt werden, wenn Δp die Standardabweichung des Gitterwertes vom wahren Druck an jedem der benutzten 16 Gitterpunkte ist. Das Ergebnis einer solchen Untersuchung ist in der Tab. IV eingetragen. Der Wert von Δp hängt sehr von der jeweiligen Wettersituation ab, so gibt H. Liebing in seiner Arbeit beim Durchzug einer Kaltfront über der Ostsee eine mittlere Abweichung von 0.7 mb an. Es ist aber anzunehmen, daß die in der Tabelle angegebenen Fehler im geostrophischen Wind zu groß sind, da die Unabhängigkeit benachbarter Gitterpunkte sicher nicht gewährleistet ist, und daher ein zu großer Fehler für den Druckgradienten berechnet wird.

Tabelle IV

Fehlerabschätzung für die Berechnung des geostrophischen Windes mit den Mitteln der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung angewendet auf Gl. 3.1.3.

Δp (mb)	ΔG (m/sec)	$\Delta \text{dd } (\vec{G})$ (Grad)		
		G: 5	15	25 (m/sec)
0.1	0.5	4.9	1.7	1.0
0.2	0.9	9.7	3.3	2.0
0.3	1.3	14.5	4.9	2.9
0.4	1.7	19.6	6.5	3.9
0.5	2.2	24.2	8.1	4.9
0.6	2.6	29.0	9.7	5.8
0.7	3.0	33.9	11.3	6.8
0.8	3.4	38.7	12.9	7.8
0.9	3.8	43.5	14.5	8.7

Wenn auch Tab. IV keine quantitative Aussage über die Genauigkeit des berechneten geostrophischen Windes erlaubt, so wird doch deutlich, wie hoch die Anforderungen an die verwendeten Gitterwerte des Luftdrucks sein müssen, um eine befriedigende Berechnung des geostrophischen Windes durchführen zu können. Außerdem ist beachtenswert, daß bei geringen Windstärken die Unsicherheit über die Richtung des geostrophischen Windes recht groß ist. Es sei nochmals erwähnt, daß diese Fehlerabschätzung keine Aussage über die Güte des verwendeten Berechnungsverfahrens im Vergleich zu anderen Methoden zuläßt. Man kann aber erwarten, daß die analytische Berechnung des Luftdruckgradienten durch die Differentiation des Interpolationspolynoms (Gl. 3.1.2.) bessere Ergebnisse bringt als etwa eine geeignete Differenzenmethode.

3.2. DIE WASSEROBERFLÄCHENTEMPERATUR

Für das Gebiet der Ostsee liegen die zweimal wöchentlich erscheinenden Karten des "Sveriges Meteorologiska och Hydrologiska Institut" (Schwedisches meteorologisches und hydrologisches Institut) vor, auf denen Isolinien der Wasseroberflächentemperatur dargestellt sind, die auf Beobachtungen mobiler Schiffe, gemessen in etwa 0.5 m Tiefe, basieren (Abb. 14). Mit diesen Karten kann für jedes Gebiet der Ostsee die Wassertemperatur angegeben werden. Diese Bestimmungsmethode erscheint zunächst recht grob, jedoch ist anzumerken, daß sich die Wassertemperatur im allgemeinen nur recht langsam ändert. So stieg sie in der offenen südlichen Ostsee im Mittel von etwa 3°C (Anfang April) bis etwa 9°C (Ende Mai) kontinuierlich an.

Lediglich für das Bornholmbecken wurden von den Forschungsschiffen "Alkor" und "Planet" genaue Wassertemperaturmessungen durchgeführt, die als Datenmaterial für diese Arbeit zur Verfügung stehen. In der Abb. 15 sind für einen begrenzten Zeitraum die Ergebnisse dieser Messungen zusammen mit den Werten, die den schwedischen Karten entnommen wurden, dargestellt. In dieser Graphik zeigt die Wasseroberflächentemperatur zunächst einen typischen Verlauf mit einem schwachen Tages-

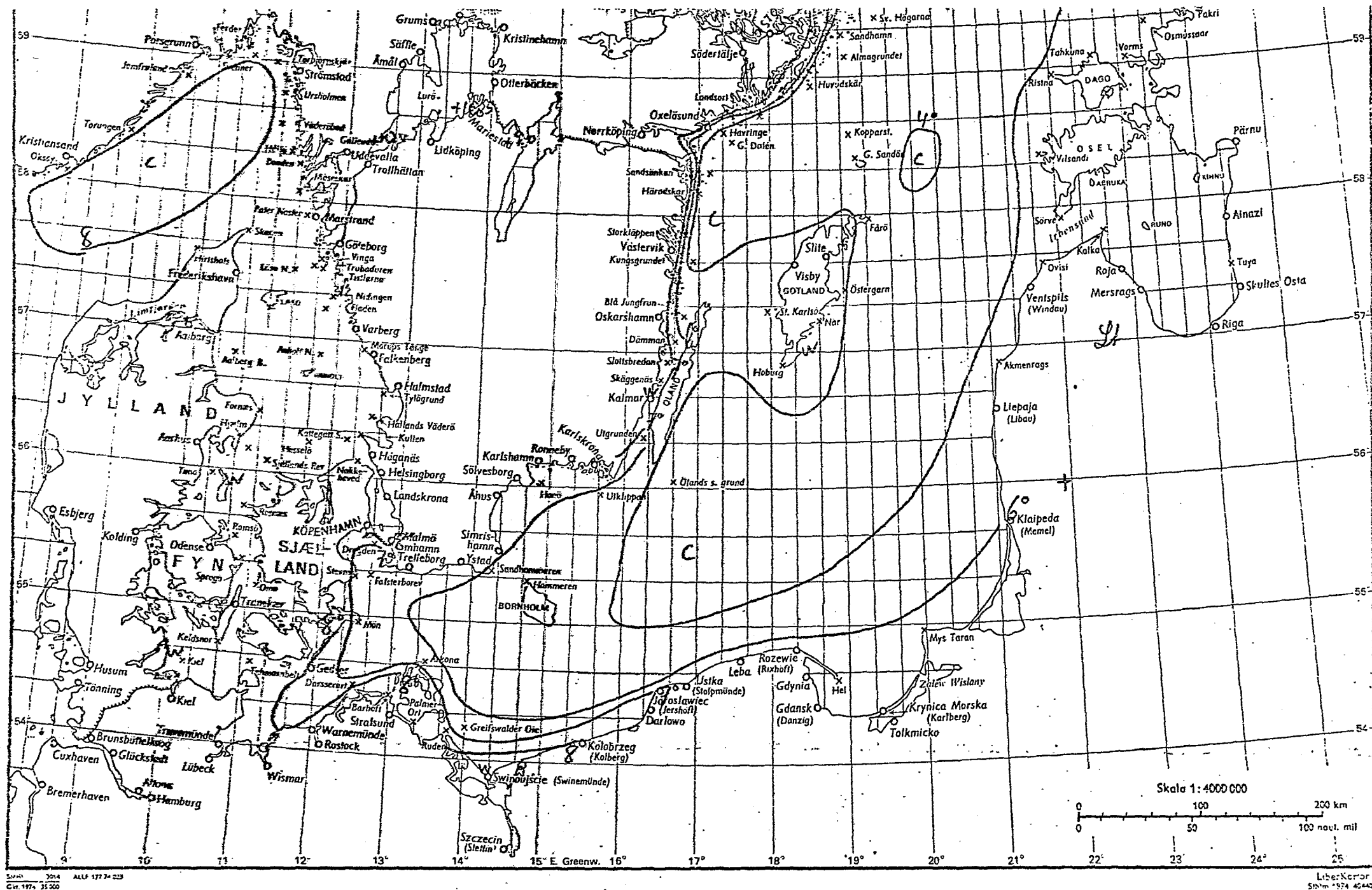
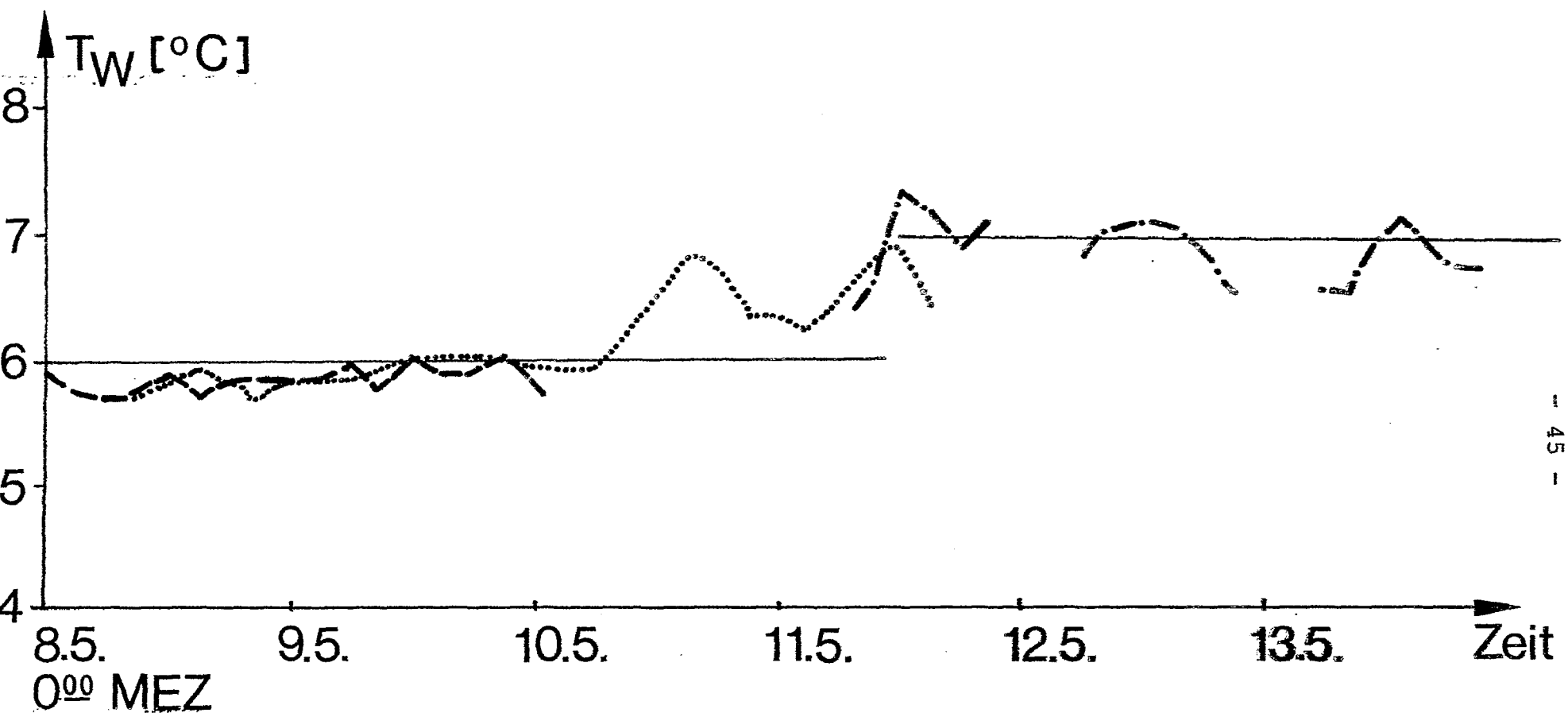


Abb. 14 Als Beispiel eine Karte des SHMI vom 6.5.1975. Eingetragen sind Isothermen der Wasseroberflächen-
 t m r a t u r T i r ° C



- 45 -

Abb. 15 Die gemessenen Wassertemperaturen T_W im südlichen Bornholmbecken vom 8.5. 00 Uhr bis zum 13.5. 21 Uhr (als Beispiel)
 --- Wetterbeobachtungen des FK "Alkor"
 -.- Wetterbeobachtungen des FS "Planet"
 ... Bathysondenmessungen des FS "Planet"
 — Aus den Karten des SMHI entnommenen Wasseroberflächentemperatur

gang, dem ein leichter kontinuierlicher Anstieg überlagert ist. An Tagen mit einem starken Tagesgang der Lufttemperatur gekoppelt mit schwachem Bodenwind kann aber auch die Wassertemperatur stärkere räumliche und zeitliche Schwankungen zeigen, da sich bei solchen Wettersituationen im Meer oft eine dünne warme Oberflächendeckschicht ausbildet. Im Bornholmbecken traten an 9 Tagen in den Monaten April und Mai größere Amplituden im Tagesgang der Wassertemperatur als 1°C auf. Neben dem Tagesgang der Wassertemperatur, der in den schwedischen Karten nicht berücksichtigt werden kann, vergrößern zwei weitere Faktoren die Unsicherheit bei der Bestimmung der Wassertemperatur. Zum einen stellen die schwedischen Karten die Oberflächenwassertemperatur nur zweimal in der Woche dar. Es wird daher an einem bestimmten Ort für einen Zeitraum von 3 oder 4 Tagen ein konstanter Wert angenommen. Zum zweiten kann sich in küstennahen, flachen Meeresgebieten die Wassertemperatur über kurze Distanzen zur Küste hin sehr stark erwärmen, was wegen dem geringen räumlichen Auflösungsvermögen der Karten nicht ausreichend berücksichtigt werden kann. Aus diesen Gründen ist es durchaus möglich, daß kurzzeitig und besonders in Küstennähe die angenommene Wassertemperatur an einer bestimmten Stelle bis zu 2°C von der wahren Wassertemperatur differiert. Diese Unsicherheit muß aber in Kauf genommen werden, da eine bessere Beschreibung der feldmäßigen Verteilung der Wasseroberflächentemperatur als durch die Karten des schwedischen hydrologischen Instituts nicht möglich ist. Für die Auswertung der Profilmeßanlage, die im nächsten Absatz beschrieben wird, werden die Aufzeichnungen des Forschungskutters "Alkor" benutzt, der während der Messungen in der Nähe der Profilboje ankerte oder kreuzte, und auf dem im Abstand von 3 Stunden die Wasseroberflächentemperatur protokolliert wurde.

3.3. DIE PROFILDATEN

Bisher wurden die Grundlagen für die Berechnung der Oberflächenschubspannung mit dem geostrophischen Wind \vec{G} und der Temperaturdifferenz ΔT diskutiert. Wie schon erwähnt, ist es ein wesent-

liches Ziel dieser Arbeit, diese Berechnungsverfahren, die in den Abschnitten 2.2. und 2.3. beschrieben wurden, zu überprüfen. Eine Möglichkeit hierzu bieten die Daten einer Profilmeßanlage, die es erlauben, aus dem Windprofil in den unteren 10 m der Atmosphäre, die Schubspannungsgeschwindigkeit u_+ und die Richtung des Bodenwindes $dd(\vec{U})$ zu bestimmen. Der geostrophische Wind ist mit dem im Kap. 3.1. beschriebenen Verfahren bekannt, so daß c_g und α direkt berechnet werden können.

$$3.3.1. \quad c_g = \frac{u_+}{G} \quad \alpha = dd(\vec{G}) - dd(\vec{U})$$

Außerdem wird eine Analyse der kleinskaligen Schubspannungsänderungen und eine Überprüfung der Bestimmungsgleichungen für den Schubspannungskoeffizienten c_d (Gl. 2.1.4.) und für die Rauhigkeitslänge z_0 (Gl. 2.2.19.) versucht werden.

a) Beschreibung der Anlage und des Datenmaterials

Die Profilboje war vom 26.4. bis zum 11.5. im südlichen Bornholmbecken ($\phi = 55^\circ 31'$, $\lambda = 15^\circ 11'$) verankert, und lieferte in den Zeiträumen, die in der Tabelle V vermerkt sind, im einminütigen Abstand die in der Tab. VI genannten Meßdaten. In 4 Niveaus wurden die Temperatur, die Feuchttemperatur und die Windstärke gemessen. Zusätzlich wurden in einem 5. Niveau nur die Windstärke und im 2. Niveau die Windrichtung bestimmt. Die Höhenangaben in der Abb. 16 sind auf ein mittleres Nullniveau bezogen, jedoch ermöglicht ein Drucksensor im Wasser, der die Eintauchtiefe der Boje mißt, eine genaue Höhenkorrektur.

b) Theorie zur Auswertung der Profildaten

Als theoretischer Ansatz für die Auswertung des beschriebenen Datenmaterials dient die von Prandtl zuerst formulierte Gleichung für die vertikale Windscherung in der bodennahen Reibungsschicht

Tabelle V Auswertung der Daten der Profilanlage

Meßs.	Dauer Tag, Mon, Zeit	Anzahl der ausgewer. / aussort. Termine	Bemerkungen
1.	28.4. 11.07 bis 28.4. 11.29	21 2	
2.	28.4. 11.30 bis 29.4. 14.42	1609 7	
3.	30.4. 5.31 bis 30.4. 19.21	612 158	sehr stabile Schichtung von 17.45 bis 18.30
4.	1.5. 18.52 bis 3.5. 20.23	2147 643	sehr schwacher Wind am 3.5. von 9.00 bis 19.45
5.	4.5. 00.50 bis 4.5. 13.11	730 4	
6.	8.5. 11.34 bis 11.5. 6.12	3410 480	zu stabile Schichtung am 10.5. von 13.00 bis 19.00

Die Anzahl der aussortierten Termine bezieht sich nur auf die Auswahlkriterien, nicht auf Termine, an denen die Meßanlage alle oder einzelne Daten nicht meldete.

Tabelle VI Beschreibung der Meßdaten und der Niveaus
in Anlehnung an Abb. 16

Niveau	Mittlere Höhe (m)	gemessene Daten
1	7.5	T_1, T_{f1}, u_1
2	4.65	$T_2, T_{f2}, u_2, dd(\vec{U})$
3	2.94	T_3, T_{f3}, u_3
4	1.84	T_4, T_{f4}, u_4
5	1.15	u_5
6	0	-
7	- 3.33	Eintauchtiefe

T_{fi} - Feuchttemperatur $\frac{1}{100}^{\circ}\text{C}$

T_i - wahre Temperatur $\frac{1}{100}^{\circ}\text{C}$

u_i - Windstärke (cm/sec)

$dd(\vec{U})$ - Windrichtung (Grad)

Eintauchtiefe (cm)

die wahre Höhe der Niveaus ist gegeben durch

wahre Höhe = mittlere Höhe + 3.33 - Eintauchtiefe(m).

METEOROLOGISCHE BOJE

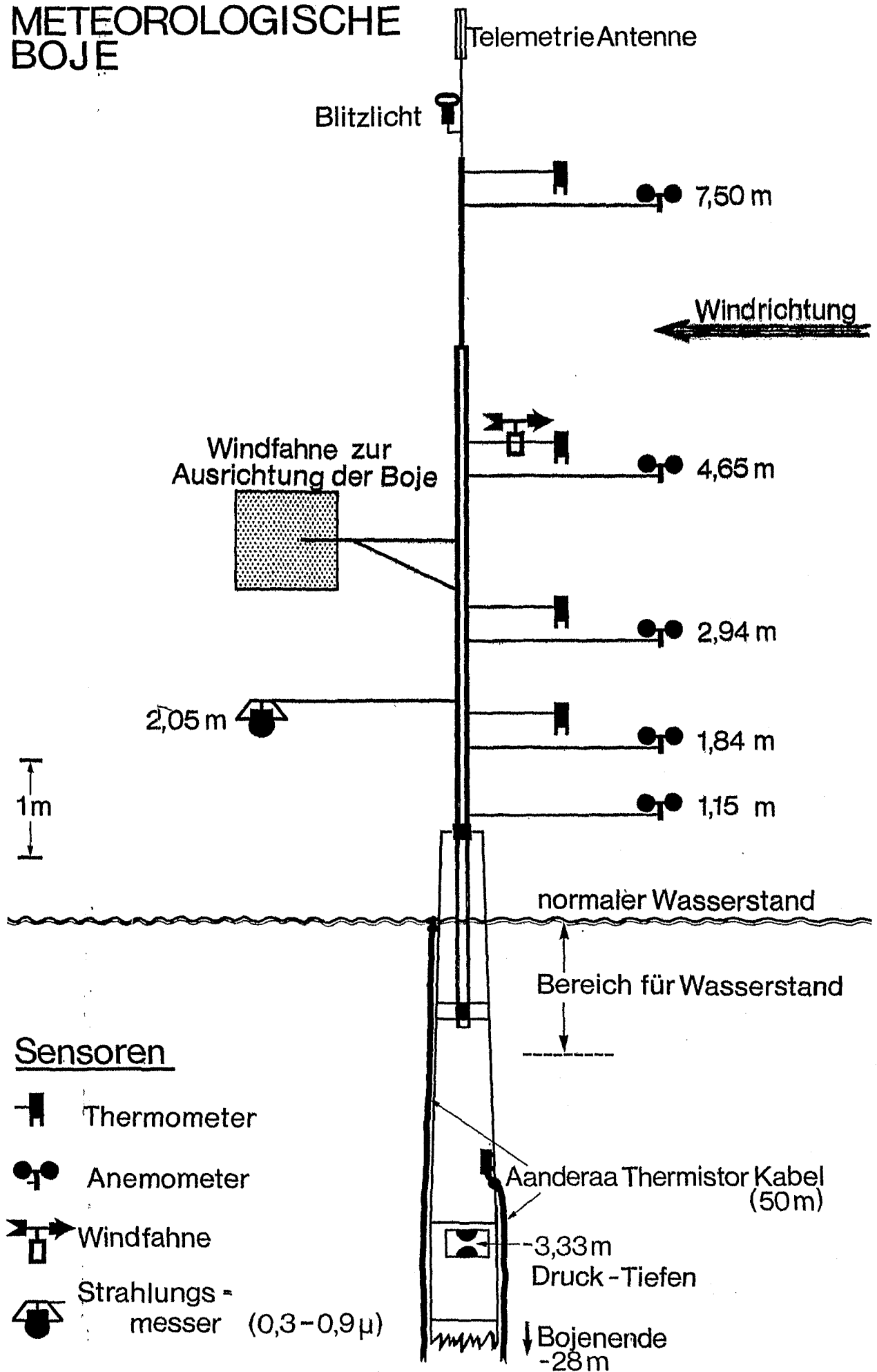


Abb. 16 Eine schematische Darstellung der meteorologischen Profilboje, zitiert aus P. SPETH, 1975

$$3.3.2. \quad \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_+}{kz} \quad \text{mit} \quad u_+ = \sqrt{\frac{T}{\rho}} \quad \text{und} \quad k = 0.4.$$

Diese Gleichung gilt für neutrale Schichtung. Für nicht neutrale Verhältnisse wurde das Konzept durch eine allgemeine Stabilitätsfunktion $\psi_u(\frac{z}{L})$ nach A.S. MONIN und H.M. OBUCHOV (1958) erweitert:

$$3.3.3. \quad \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_+}{kz} \quad \psi_u\left(\frac{z}{L}\right)$$

L ist die Monin-Obuchov-Länge, mit

$$3.3.4. \quad L = \frac{u_+^2}{\theta_+} \cdot \frac{1}{k g \theta}$$

Zur Nomenklatur sei auf Kapitel 2.2a. verwiesen. Das Argument der Funktion ψ_u wird negativ bei instabiler und positiv bei stabiler Schichtung. Ein Vergleich der Gleichungen 3.3.3. und 3.3.2. zeigt, daß gelten muß:

$$3.3.5. \quad \psi_u(0) = 1$$

Man entwickelt nun ψ in eine Reihe um $z/L = 0$ und kann, wenn z/L klein genug ist, d.h. bei nahezu neutraler Schichtung, die Reihenentwicklung nach dem linearen Glied abbrechen. Das führt auf den sogenannten log-linearen Profilansatz:

$$3.3.6. \quad \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_+}{kz} \left(1 + \gamma_u \frac{z}{L}\right)$$

Diese Gleichung läßt sich bezüglich z integrieren

$$3.3.7. \quad u(z) = \frac{u_+}{k} \left\{ \ln(z) - \ln(z_0) + u(z-z_0)/L \right\}$$

z_0 ist hier die Rauigkeitslänge mit

$$3.3.8. \quad u(z_0) = 0$$

Die Gleichung 3.3.7. beschreibt die wahren Verhältnisse in der unteren Reibungsschicht der Atmosphäre, solange die Schubspannung dem Betrag und der Richtung nach nicht mit der Höhe variiert (siehe auch Kap. 2.2a.) und solange die Schichtung fast neutral ist.

E.K. WEBB (1970) hat nun versucht, mit einer großen Anzahl von Profilmessungen die Konstante γ_u zu bestimmen, und anzugeben, in welchem Stabilitätsbereich der log-lineare Ansatz gültig bleibt. Er gibt für γ_u einen mittleren Wert von:

$$3.3.9. \quad \gamma_u = 4$$

an und führt aus, daß z/L Werte zwischen -0.03 und +1 annehmen kann, wenn die lineare Approximation in Gl. 3.3.6. statthaft sein soll. Eine Vereinfachung läßt sich noch einführen: Wenn man bedenkt, daß über dem Meere z_0 sehr klein gegenüber z ist, solange die Meßniveaus höher als etwa 1 m über der Meeresoberfläche liegen, kann man ohne großen Fehler die Rauigkeitslänge im dritten Summanden der Gleichung 3.3.7. vernachlässigen, so daß die Formel, die für die weitere Auswertung Verwendung finden wird, folgende Form annimmt:

$$3.3.10. \quad u(z) = \frac{u_+}{k} (\ln(z) - \ln(z_0) + 4 z/L)$$

Durch eine Variablentransformation läßt sich diese Gleichung auf die Form einer allgemeinen Geradengleichung bringen:

$$3.3.11. \quad \begin{aligned} y &= u(z) \\ x &= \ln(z) + 4 z/L \end{aligned}$$

Daraus folgt:

$$3.3.12. \quad y = bx + a$$

mit

$$3.3.13. \quad \begin{aligned} b &= \frac{u_+}{k} \\ a &= - \frac{u_+}{k} \ln(z_0) \end{aligned}$$

Durch die Messung der Windgeschwindigkeit in vier Niveaus sind bei geeigneter Bestimmung von L , die im übernächsten Abschnitt (Kap. 3.3d) noch gesondert besprochen wird, vier Wertepaare (x_i, y_i) bekannt, und es gilt nun, eine Gerade zu konstruieren, die möglichst gut die Lage der Wertepaare in der x - y -Ebene approximiert. Die Steigung dieser Gerade wird durch u_+ , der Schnittpunkt mit der y -Achse durch z_0 und u_+ bestimmt.

c) Konstruktion einer "besten" Geraden

Das in diesem Abschnitt beschriebene Verfahren ist dem Lehrbuch von J. TAUBENHEIM (1969) entnommen. Es seien N Wertepaare (x_i, y_i) durch Messungen bekannt. Die zu konstruierende Gerade soll durch den Schwerpunkt dieser Wertepaare gehen mit den Koordinaten:

$$3.3.14. \quad \bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad \bar{y} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i$$

Es lassen sich nun drei Streuungsmaße definieren, die die mittlere Lage der Wertepaare um den Schwerpunkt beschreiben.

$$s_x^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2$$

$$3.3.15. \quad s_y^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2$$

$$s_{xy} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x}) (y_i - \bar{y})$$

Die Gerade soll so verlaufen, daß s_y ein Minimum wird, wenn x besser bekannt ist als y . Damit ist die Steigung festgelegt:

$$3.3.16. \quad b = \frac{s_{xy}}{s_x^2}$$

Als zweiter Geradenparameter läßt sich schließlich der Schnittpunkt mit der y -Achse berechnen:

$$3.3.17. \quad a = \bar{y} - b\bar{x}$$

Um abzuschätzen, wie gut die Wertepaare (x_i, y_i) durch die Gerade approximiert werden, braucht man den Korrelationskoeffizienten r :

$$3.3.18. \quad r = s_{xy} / s_x s_y$$

r wird 1, wenn alle Wertepaare exakt auf der Geraden $y = ax + b$ liegen, er wird 0, wenn keinerlei Korrelation zwischen den x_i und den y_i besteht.

d) Berechnungsmethode für u_+ , z_0 und c_d

Nach diesem kurzen Ausflug in das Gebiet der Statistik soll nun beschrieben werden, wie sich u_+ , z_0 und c_d praktisch berechnen lassen. Die Schwierigkeit liegt in der Ermittlung der x_1 , (die y_1 werden ja direkt gemessen), da die Monin-Obuchov-Länge L von u_+ und θ_+ abhängt (Gl. 3.3.4.), beides Parameter, die von vornherein nicht bekannt sind, sondern erst noch bestimmt werden müssen. Um dieses Problem zu lösen, wird ein Iterationsverfahren angewendet. Zuerst werden θ_+ und u_+ in einer nullten Näherung mit einem mittleren Schubspannungskoeffizienten ermittelt:

$$\begin{aligned} \theta_+^{(0)} &= \sqrt{c_d^{(0)}} \Delta T \\ 3.3.19. \quad u_+^{(0)} &= \sqrt{c_d^{(0)}} u_1 \\ c_d^{(0)} &= 1.38 \cdot 10^{-3} \end{aligned}$$

ΔT ist die Temperaturdifferenz zwischen der Temperatur im ersten Niveau T_1 und der Wassertemperatur, die den Meßprotokollen des FK "Alkor" entnommen wurde, u_1 ist die Windgeschwindigkeit im ersten Niveau. Es läßt sich nun ein $L^{(0)}$ berechnen:

$$3.3.20. \quad L^{(0)} = u_+^{(0)2} / (\theta_+^{(0)} k g T_1)$$

Damit sind auch die $x_i^{(0)}$ bekannt:

$$3.3.21. \quad x_i^{(0)} = \ln(z_i) + 4 z_i / L^{(0)}$$

Darauf wird mit der im vorigen Abschnitt beschriebenen Methode ein $u_+^{(1)}$ und $z_0^{(1)}$ berechnet

$$\begin{aligned} 3.3.21. \quad u_+^{(1)} &= b^{(1)} \cdot 0.4 \\ z_0^{(1)} &= e^{-(a^{(1)} / b^{(1)})} \end{aligned}$$

u_1 wird in etwa 7.5 m Höhe gemessen, so daß eine Extrapolation der Windgeschwindigkeit auf 10 m Höhe sinnvoll wird:

$$3.3.22. \quad u^{(1)} = \frac{u_+^{(1)}}{0.4} \left(\ln (10/z_o^{(1)}) + 4 \frac{10}{L^{(1)}} \right)$$

Diese erste Näherung erlaubt es, ein neues $c_d^{(1)}$ zu bestimmen, das gegeben ist durch:

$$3.3.23. \quad \sqrt{c_d^{(1)}} = \frac{u_+^{(1)}}{u^{(1)}}$$

Wie bei der nullten Näherung werden nun $\theta_+^{(1)}$, $L^{(1)}$, $u_+^{(2)}$, $z_o^{(2)}$, $u^{(2)}$ und $c_d^{(2)}$ entsprechend berechnet. Dieser Iterationsprozeß wird fortgeführt bis gilt:

$$3.3.24. \quad |u_+^{(n)} - u_+^{(n-1)}| < 0.001$$

Der Vollständigkeit halber sei darauf hingewiesen, daß θ_+ auch durch die Temperaturprofildaten gegeben ist, nämlich durch eine Gleichung, die dem Ansatz für das vertikale Windprofil entspricht.

$$3.3.25. \quad \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\theta_+}{k} \ln \left(\frac{z}{z_o} \right) \cdot \psi_\theta \left(\frac{z}{L} \right)$$

Vor allem, weil eine gleichzeitige Anwendung dieser Gleichung sehr aufwendig wäre, wurde die Parametrisierung von θ_+ mit dem Schubspannungskoeffizienten vorgezogen. In den meisten Fällen konnte die Iteration nach dem 4. oder 5. Rechendurchgang abgebrochen werden. Für die Zeiträume, in denen die Meßanlage fehlerfrei arbeitete, liegen im einminütigen Abstand Werte von c_d , z_o und u_+ vor, zusammen mit der Richtung des Bodenwindes, die direkt gemessen wurde.

Leider konnten nicht alle Termine, an denen ein Profil vorlag, ausgewertet werden, denn unvermeidliche Fehlmessungen und extreme, mit der Theorie nicht mehr zu vereinbarende Situationen mußten aussortiert werden. Falsche Windmessungen in einzelnen Niveaus konnten dadurch eliminiert werden, daß Profile mit einem kleinen Korrelationskoeffizienten (Gl. 3.3.18.) nicht weiter ausgewertet wurden. Als Grenze wurde ein Korrelationskoeffizient von

$$3.3.26. \quad r_{\min} = 0.90$$

festgesetzt. Außerdem wurde eine zeitliche Konsistenzprüfung durchgeführt, d.h. Änderungen innerhalb einer Minute, die größer waren als ein bestimmter Grenzbetrag, wurden als Fehlermeldungen behandelt. Als maximale Änderungen wurden noch akzeptiert für die Windstärke 3 m/sec pro Minute, für die Windrichtung 30 Grad pro Minute und für die Temperatur 3°C pro Minute.

Wie schon erwähnt, kann der "log-lineare" Profilansatz (Gl. 3.3.10.) nur bei nahezu neutraler Schichtung zu befriedigenden Ergebnissen führen. In Anlehnung an die Arbeit von B.K. WEBB (1970) wurde als Grenzbetrag für die reziproke Monin-Obuchov-Länge

$$3.3.27 \quad \frac{1}{L_{\text{max}}} = 0.03 \text{ (m}^{-1}\text{)}$$

festgelegt. Das bedeutet für den Stabilitätszuschlag in der Gleichung 3.3.10.

$$3.3.28. \quad 4 \frac{z}{L} < 0.9 \quad \text{für } z < 7.5 \text{ m}$$

Diese Einführung einer Stabilitätsgrenze war nicht nur aufgrund meteorologischer Erwägungen nötig, sondern es zeigte sich, daß bei sehr schwachen Winden, das heißt unter anderem bei sehr starker Stabilität oder Instabilität, die in diesem Kapitel beschriebene Iterationsfolge für c_d , z_0 und u_* gegen Null konvergierte.

Die Daten der Profilmessanlage wurden unter zwei Gesichtspunkten ausgewertet. Zunächst wurde versucht, anhand der gemessenen Profile die Formeln für c_d (Gl. 2.1.4.) und für die Rauigkeitslänge z_0 (Gl. 2.2.19.) zu überprüfen; dazu konnten 8529 Termine benutzt werden (1294 mußten wegen der Auswahlkriterien, meist wegen zu großer Stabilität, aussortiert werden). Zum zweiten wurde die Reibungsgeschwindigkeit u_* und die Richtung des Bodenwindes $dd(\bar{U})$, die sich aus den gemessenen Profilen ergaben, mit den Kontrolle der Berechnung der Reibungsgeschwindigkeit u_* verglichen. Die meteorologische Messung der Reibungsgeschwindigkeit u_* ist bekanntlich

und eine zeitliche Interpolation des geostrophischen Windes nicht durchgeführt wurde, konnte auch c_g und α nur im sechs-stündigen Abstand berechnet werden. Hierzu wurden die sich aus den Profildaten ergebenden Werte für u_+ und $dd(\vec{U})$ an den Hauptterminen über zehn Minuten gemittelt. Durch die Anwendung der Gleichungen

$$3.3.29. \quad c_g = \frac{u_+}{G} \quad \alpha = dd(\vec{G}) - dd(\vec{U})$$

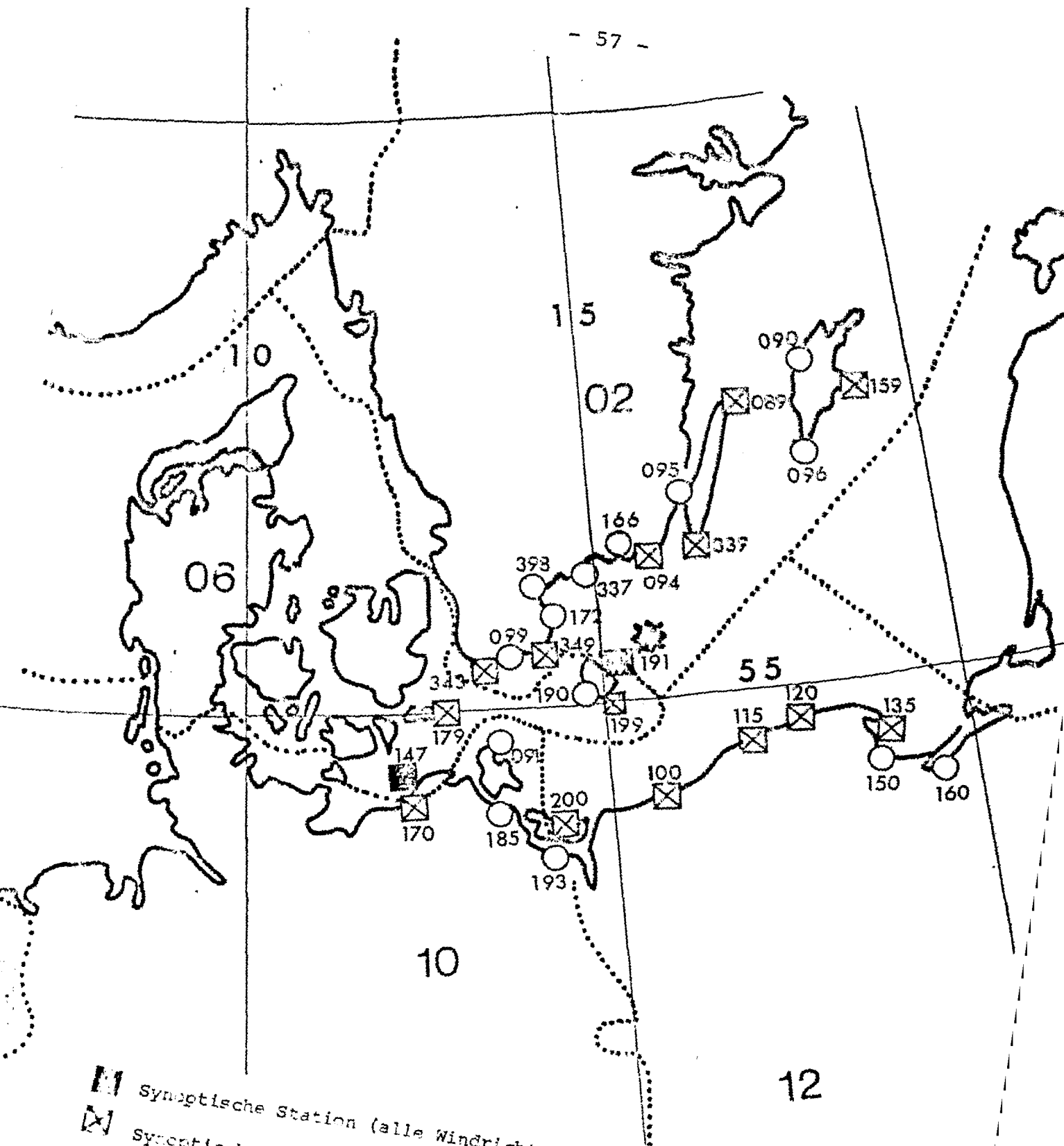
werden mit diesen gemittelten Werten c_g und α ermittelt.

3.4. DIE MELDUNGEN DER SYNOPTISCHEN WETTERSTATIONEN

Für den April und Mai 1975 liegen im 3-stündigen Abstand die Wind-, Luftdruck-, Temperatur- und Taupunktmeldungen am Boden von 30 schwedischen, dänischen, polnischen und deutschen Wetterstationen vor. Diese Daten können zusammen mit dem geostrophischen Wind \vec{G} dazu benutzt werden, c_g und α abzuschätzen:

$$3.4.1. \quad c_g = \sqrt{c_d} \frac{U}{G} \quad \alpha = dd(\vec{G}) - dd(\vec{U})$$

So können also die im Kapitel 2. beschriebenen Berechnungsverfahren mit einem erheblich größeren Datenmaterial, als es von der Profilmessanlage geliefert wurde, geprüft werden. Dazu muß aber zunächst eine Auswahl getroffen werden, damit nur solche Stationen und Termine für die Auswertung verwendet werden, die auch repräsentativ für die Verhältnisse über dem Meer sind. Das heißt insbesondere, daß nur die Daten der Stationen verwendet wurden, die in unmittelbarer Küstennähe niedriger als 20 m über NN liegen, und von diesen auch nur die Termine, an denen der Wind von der See her wehte. Nach einer solchen Auswahl ist zu hoffen, daß die Daten, obwohl sie notgedrungen über dem Land gemessen wurden (eine Ausnahme ist die Feuerschiffstation Gedser Rev), ein realistisches Bild von dem meteorologischen Zustand der Atmosphäre in der Reibungsschicht über den Küstengewässern geben. Es bleibt







-  Synoptische Station (alle Windrichtungen ausgewertet)
-  Synoptische Station (Termine mit Landwind nicht ausgewertet)
-  Synoptische Station (Nicht ausgewertet)
-  Meteorologische Profilboje

Tabelle VII

Station		Breite	Länge	Klassif.	Höhe (m)	Seewindskt. (Grad)
Oland N. Odde	o2o89	57°22'	17°o8'	C	4	27o-225
Visby	o2o9o	57°4o'	18°21'	A(C)	42	H
Ungskar	o2o94	56°o2'	15°48'	C	8	45-27o
Kalmar	o2o95	56°41'	16°18'	A	6	O
Hoburg	o2o96	56°55'	18°o9'	C	39	H
Ystad	o2o99	55°26'	13°5o'	-	34	H
Herrvik	o2159	57°25'	18°55'	-	9	315-225
Rönneby	o2166	56°16'	15°17'	A	66	H
Stenshurnd	o2172	55°4o'	14°16'	-	145	H
Hanø	o2337	56°o1'	14°51'	C	55	H
Olands S. Odde	o2339	56°12'	16°24'	C	4	45-315
Snygehuik	o2343	55°2o'	13°21'	C	5	45-315
Sandhammaren	o2349	55°23'	14°12'	C	1o	45-27o
Kristianstad	o2398	55°55'	14°o5'	A	123	H,E
Gedser Rev	o6147	54°25'	12°o9'	LS	o	o-36o
Møn	o6179	54°57'	12°33'	C	15	o-18o
Roenne	o619o	55°o4'	14°45'	A	16	E
Christiansö	o6191	55°19'	15°11'	LH	15	o-36o
Dueodde	o6199	55°oo'	15°o5'	C	6	45-315
Arkona	1oo91	54°41'	13°26'	C	41	H
Warnemünde	1o17o	54°11'	12°o5'	C	1o	27o- 45
Greifswald	1o185	54°o6'	13°27'	C	3	o
Ückeründe	1o193	53°45'	14°o4'	-	7	o
Kolobrzeg	121oo	54°11'	15°35'	C	5	225- 45
Ustka	12115	54°35'	16°52'	C	8	27o- 45
Leba	1212o	54°45'	17°32'	C	4	27o- 45
Hel	12135	54°36'	18°49'	C	3	315-135
Gdansk	1215o	54°23'	18°28'	A	12	E
Elblag	1216o	54°1o'	19°26'	-	43	E
Swinousjcie	122oo	53°55'	14°14'	C	5	315- 9o

Die Klassifikationen geben an, welchen Charakter die Wetterstation hat:

C - Küstenstation (coastal station)

A - Flugplatzstation (aerodrome)

LS - Feuerschiffstation (light ship)

LH - Leuchtturmstation (light house)

Wird kein Seewindsektor angegeben, so gibt der Buchstabe den Grund an, warum die Daten der betreffenden Station nicht ausgewertet werden.

H : die Station liegt zu hoch (über 2o m über dem Meeresspiegel)

O : der Station ist direkt eine Insel vorgelagert

E : die Station ist zu weit von der Küstenlinie entfernt
(keine Küstenstation)

aber eine nur schwer zu berücksichtigende Fehlerquelle, daß die Daten nicht direkt über dem Meer gemessen werden. In der Tabelle VII sind alle in Frage kommenden Stationen eingetragen, deren Lage aus der Abb. 17 ersichtlich wird. In dieser Tabelle ist die Art der Station, die geographische Lage, die Höhe über dem Meeresspiegel und der Sektor, aus dem der Wind kommen soll, um als Seewind angesprochen werden zu können, aufgeführt.

Bei der Auswertung dieser synoptischen Daten ist zusätzlich zu bedenken, daß die Winddaten in ganzen m/sec bzw. Knoten und in 10 Grad angegeben werden, und so eine nicht unerhebliche Ungenauigkeit bei der Bestimmung des Windvektors \vec{U} in Kauf genommen werden muß. Dies wirkt sich auf die Berechnung von c_g mit der Gleichung 3.4.1. besonders bei kleinen Windstärken relativ stark aus (s. Kap. 6.3a).

4. BESCHREIBUNG DER WETTERSITUATION WAEHREND BALTIC '75

Bevor die Ergebnisse der Untersuchungen im einzelnen besprochen werden, soll kurz auf die allgemeine Wettersituation im April und Mai 1975 über der südlichen Ostsee eingegangen werden. Zur Illustrierung wurde der zeitliche Verlauf der Windrichtung, der Windstärke, des Bodenluftdrucks, der Temperatur und Taupunkttemperatur an der Station Christiansø in den Abb. 18 und 19 dargestellt. Zusätzlich wurden die Zeitpunkte von Frontdurchgängen durch entsprechende Symbole kenntlich gemacht. Die Wetterstation Christiansø erscheint aus zwei Gründen als Beispiel besonders geeignet zu sein: Zum einen liegt sie auf einer kleinen Insel, das heißt die Meßdaten werden nur wenig vom Land beeinflusst sein. Andererseits hat sie eine zentrale Lage im Untersuchungsgebiet. Im Wetterablauf lassen sich im Hinblick auf die Wind- und Temperaturverhältnisse sechs Phasen unterscheiden:

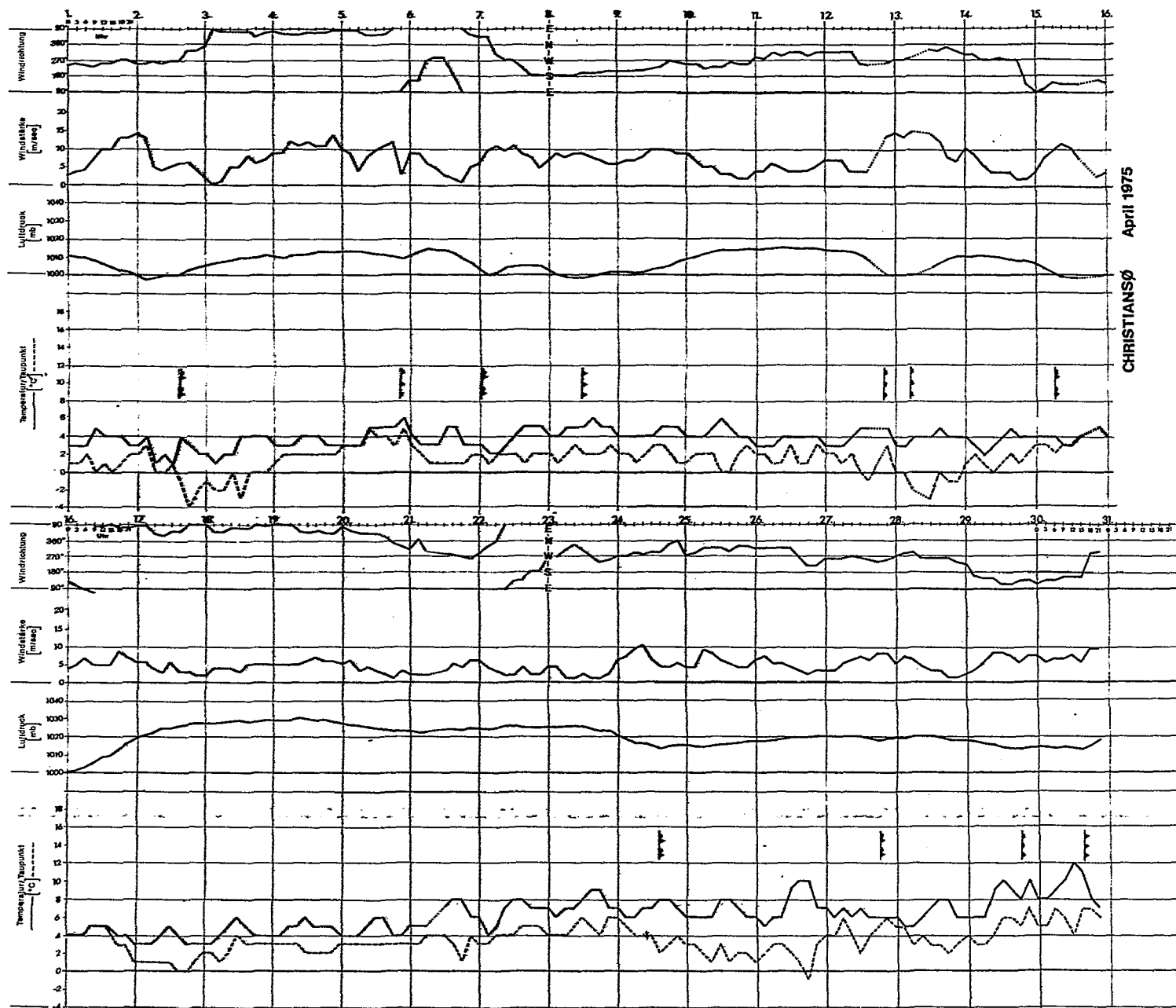
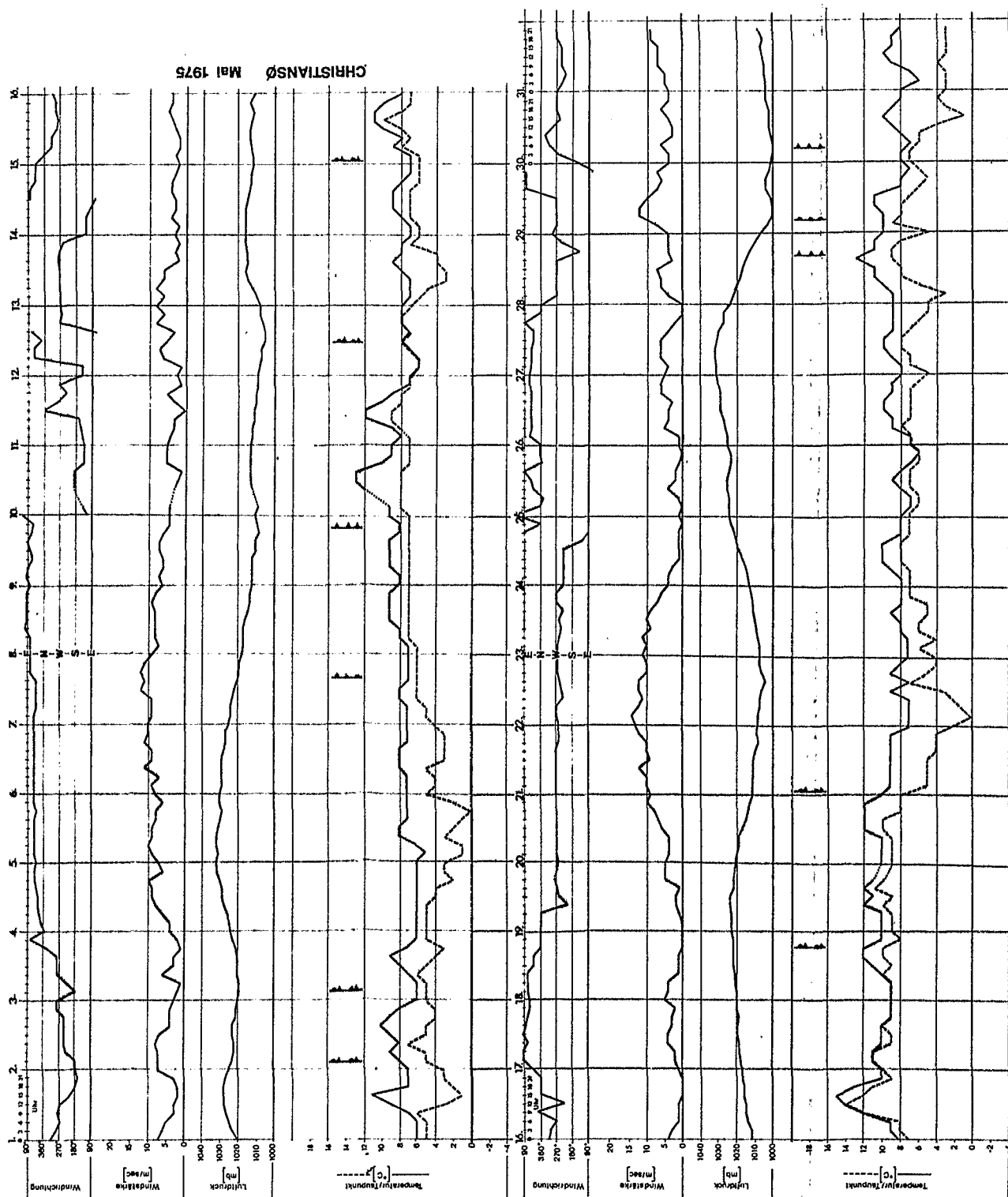


Abb. 18

Der zeitliche Verlauf von Windrichtung, Windstärke, Luftdruck, Temperatur und Taupunkt an der Station Christiansø (6191) für den April 1975. Frontdurchgänge sind durch die üblichen Symbole markiert (zitiert aus P. SPETH, 1975)

Abb. 19

Legende wie für die Abb. 18,
jedoch für den Mai 1975



Phase 1: vom 1.4. bis zum 16.4.:

Das Ostseegebiet wird häufig von meist schon okkludierten Fronten überzogen, so daß der Wind recht wechselhaft war. Am 1.4. und am 13.4. gelangt Christiansø in den Bereich von noch aktiven Tiefdruckgebieten, und es traten maximale Winde von bis zu 16 m/sec aus westlichen Richtungen auf. Die Tagesschwankungen der Temperatur blieben unter 4°C mit Tageshöchsttemperaturen bis zu 6°C.

Phase 2: vom 17.4. bis zum 23.4.:

Die Ostsee liegt unter dem Einfluß eines umfangreichen Hochdruckgebietes mit dem Zentrum über der nördlichen Ostsee. Der Wind ist in dieser Zeit durchweg schwächer als 8 m/sec und kommt bis zum 20.4. konstant aus nord-östlicher Richtung, um anschließend bis zum 23.4. umzulaufen. Die Tagesamplituden der Temperatur sind kleiner als 5°C, dabei steigt die Tagestemperatur kontinuierlich von 5°C bis auf 9°C an.

Phase 3: vom 24.4. bis zum 3.5.:

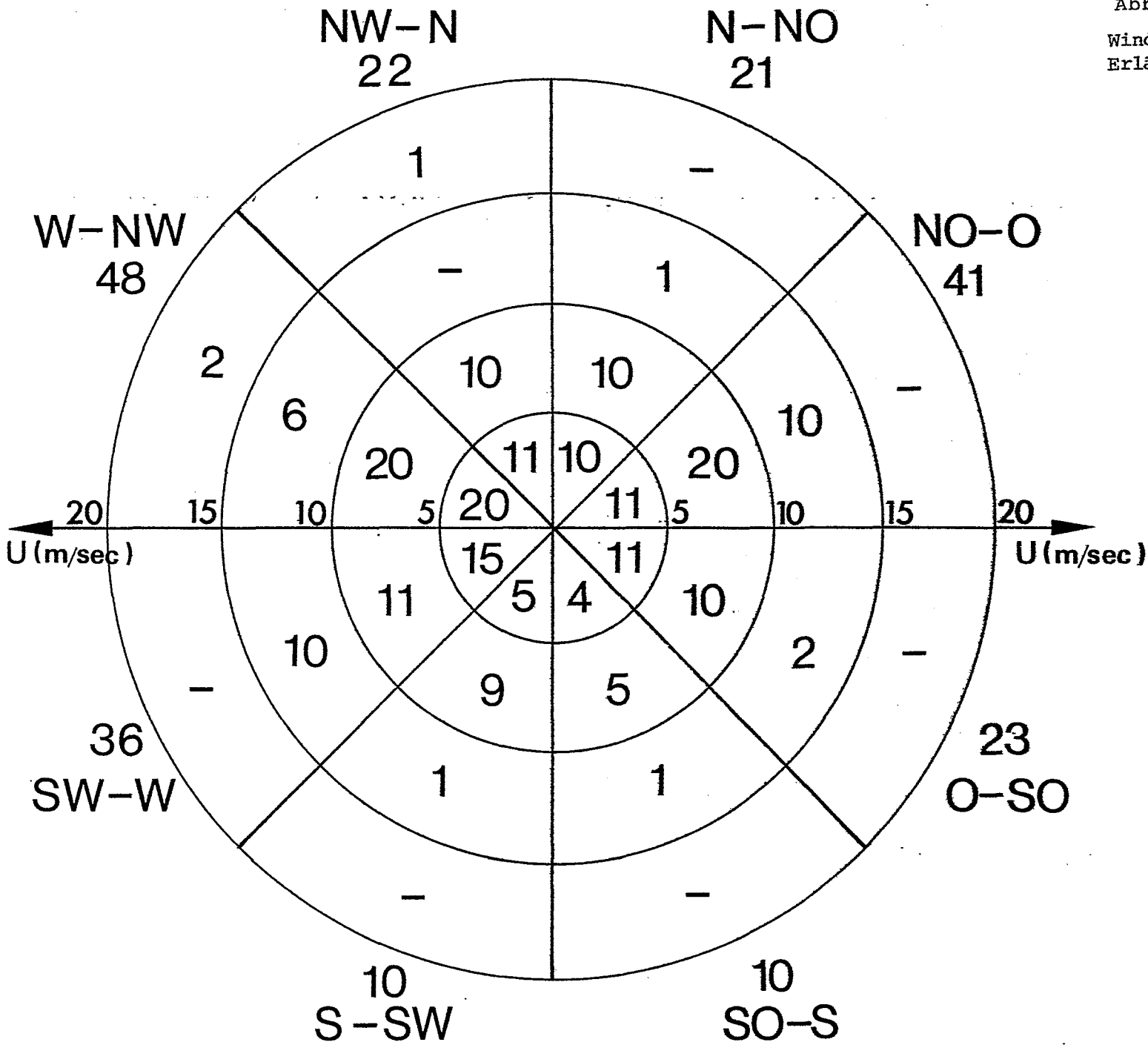
Nach dem Abbau des Hochdruckgebietes greifen wieder Tiefausläufer auf das Untersuchungsgebiet über. Unter dem Einfluß der Tiefdruckgebiete frischt der Wind zeitweise bis zu 10 m/sec auf und weht aus unterschiedlichen Richtungen. Die Temperaturen variieren stärker zwischen 5°C und 12°C.

Phase 4: vom 4.5. bis zum 8.5.:

Im Einflußbereich einer Antizyklone, die sich im Laufe der Zeit von Schottland über die Nordsee nach Skandinavien verlagert, wehen über der südlichen Ostsee recht konstant Winde mit einer mittleren Stärke von 10 m/sec aus nördlicher bis östlicher Richtung. Die Temperaturen zeigen in dieser Periode einen schwachen Tagesgang und steigen von 6°C allmählich auf 9°C an.

Abb. 20

Windrose für die Station Christiansø.
Erläuterungen sind im Text



Phase 5: vom 9.5. bis zum 19.5.:

Diese Zeit ist gekennzeichnet durch starke Schwankungen in der Windrichtung und längeren Phasen mit sehr schwachen Winden. Am 11.5., 16.5., 18.5. und 19.5. wurde in Christiansø sogar Windstille gemessen. Auch die Temperatur variiert wieder stärker und erreicht ihren absoluten Maximalwert von 15°C am 16.5.

Phase 6: vom 20.5. bis zum 26.5.:

Am 20.5. gerät Christiansø unter den Einfluß eines ausgeprägten Tiefdruckgebietes, in dessen Rückseite über fast drei Tage hinweg starke Winde zwischen 9 m/sec und 14 m/sec aus westlichen Richtungen wehten. Unmittelbar anschließend folgte ein Hochdruckrücken mit extrem schwachem Wind aus wechselnden Richtungen. Die Temperaturen fielen im Bereich der maritimen Kaltluft auf Werte zwischen 6°C und 10°C .

Anhand der Abb. 20 soll nun versucht werden, einen besseren Überblick speziell über die mittleren Windverhältnisse an der Wetterstation Christiansø zu gewinnen. Die Kreise bezeichnen die gemessenen Windstärken und als Sektoren sind die Windrichtungen eingezeichnet. Die Zahlen benennen die Anzahl der Termine, an denen ein Wind im entsprechenden Windstärken- und Windrichtungsbereich gemessen wurde. Am äußeren Rand sind die Anzahl der Fälle aus einer bestimmten Richtung aufaddiert. Zwei Windrichtungen treten bevorzugt auf, nämlich NO-O und SW-NW; aus diesen Sektoren wehten auch am häufigsten Winde mit hohen Windstärken (Phasen 1,4,6). Wichtig für die Auswertung ist, daß während der ganzen Zeit keine Sturmsituationen auftraten mit größeren Windgeschwindigkeiten als 20 m/sec, und auch stürmische und steife Winde nur relativ selten vorkamen, so daß alle Untersuchungsergebnisse nur bis zu einer gewissen Windstärke allgemeine Gültigkeit besitzen.

Für die Berechnung der Schubspannung waren nach Kap. 2. die wesentlichen Eingabeparameter die geostrophische Windgeschwindigkeit G und die Temperaturdifferenz ΔT . Für diese beiden meteorologischen Größen wurden in den Abb. 21 und 22

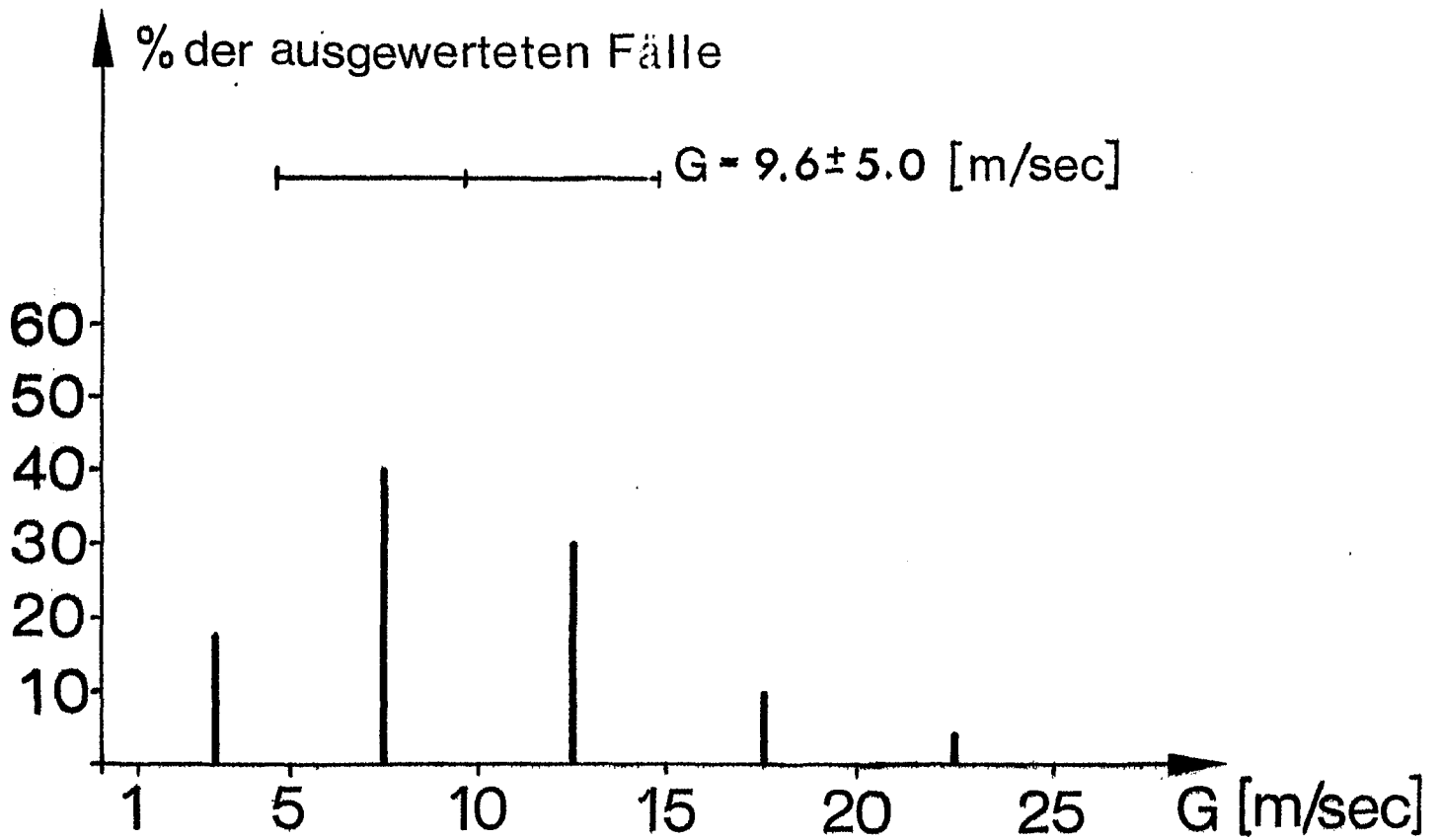


Abb. 21 Häufigkeitsverteilung für die geostrophische Windstärke G , bezogen auf insgesamt 1693 ausgewertete Termine

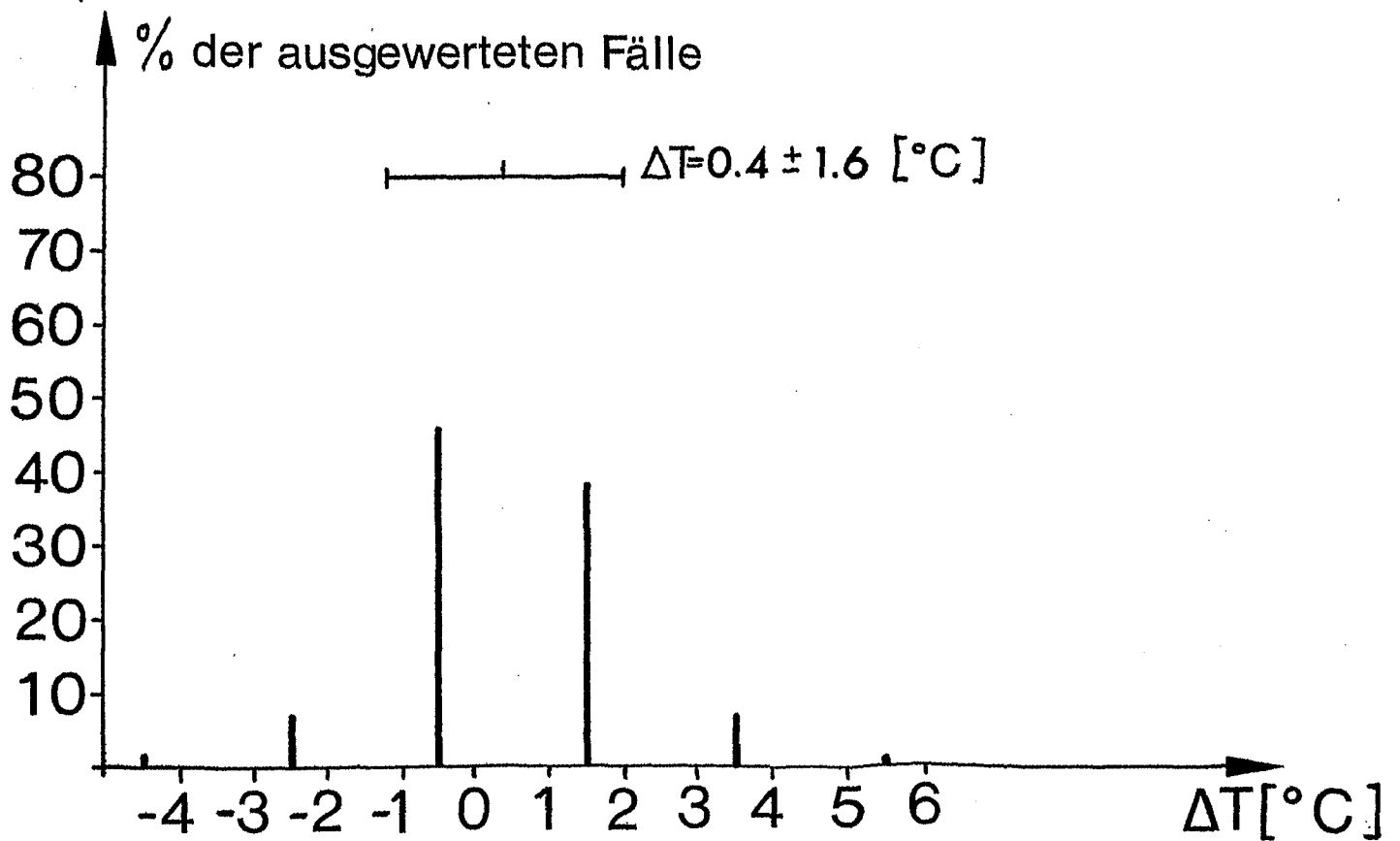


Abb. 22 Häufigkeitsverteilung für die Temperaturdifferenz ΔT , bezogen auf insgesamt 1693 ausgewertete Termine

Häufigkeitsverteilungen abgetragen. Die Prozentzahlen beziehen sich auf alle 1693 ausgewerteten Termine an allen synoptischen Stationen; das heißt Termine, an denen die Stabilität zu groß (Kap. 2.2e), an denen G kleiner als 1 m/sec (Kap. 2.2b.) oder an denen der Bodenwind vom Land her wehte (Kap. 3.4.), gehen in der Darstellung nicht ein. Zusätzlich wurden die Mittelwerte und Streuungen für G und ΔT angegeben.

Genau in 41 % aller Fälle wurde ein G zwischen 5 m/sec und 10 m/sec berechnet, relativ häufig sind aber auch mit 19 % schwächere Winde. Mit 85 % weist der überwiegende Teil aller Termine nahezu neutrale oder leicht stabile Schichtung auf (ΔT zwischen -1°C und 2°C), und der Mittelwert ist mit $0,4^{\circ}\text{C}$ typisch für das Frühjahr über der Ostsee (L.A. LAVROV, 1974).

Abschließend sei noch auf zwei Punkte verwiesen, deren Beachtung wichtig für die Interpretation der Untersuchungsergebnisse werden könnte:

1. Allgemein läßt sich sagen, daß das Wetter im April und Mai recht wechselhaft war, und kein Wettertyp eindeutig dominierte. So traten stärkere Winde als 10 m/sec sowohl bei zyklonalen (Phasen 1,6) als auch bei antizyklonalen Lagen ein (Phase 4); ein Punkt der wesentlich sein kann, da in dieser Arbeit stets der geostrophische an Stelle des Gradientwindes verwendet wurde.
2. Wichtig für die Beurteilung der Meßergebnisse bei schwachen Winden könnte sein, daß eine gewisse Korrelation zu bestehen schien zwischen der Stärke des Windes und der Varianz der Temperatur und der Windrichtung. So sind Perioden mit hohen Windgeschwindigkeiten (Phasen 1,4,6) gekennzeichnet durch einen geringen Tagesgang der Temperatur und eine gewisse Konstanz der Windrichtung, während bei schwachem Wind sowohl die Veränderlichkeit der Temperatur als auch der Windrichtung größer zu sein scheint (Phasen 2,5,6).

5. UEBERPRUEFUNG DER BESTIMMUNGSGLEICHUNGEN FUER

c_d UND z_0

Um die Berechnungsmethoden I und II sinnvoll anwenden zu können, waren aus der Literatur Annahmen über die Größe der Parameter c_d und z_0 entnommen worden. Gewissermaßen als Nebenprodukt der Auswertung der Profilmessanlage konnten diese Annahmen speziell für die Wettersituation vom 28.4. bis zum 11.5. überprüft werden.

Für c_d wurde aus der Literatur der konstante Wert

$$c_d = 1,38 \cdot 10^{-3}$$

übernommen (Kap.2,1.). Mit den Profildaten kann nun geprüft werden, ob dieser Wert dem vorhandenen Datenmaterial widerspricht, und welche Werte der Reibungskoeffizient während des Untersuchungszeitraumes annahm. Dazu wurde das Datenmaterial in drei Gruppen unterteilt:

Gruppe 1:	$U < 5 \text{ m/sec}$	1266 Fälle
Gruppe 2:	$5 \text{ m/sec} \leq U < 10 \text{ m/sec}$	7135 Fälle
Gruppe 3:	$10 \text{ m/sec} \leq U < 15 \text{ m/sec}$	128 Fälle

(Größere Windstärken als 15 m/sec traten leider nicht auf). Für jede dieser Gruppen wurde eine Häufigkeitsverteilung, der Mittelwert und die Standardabweichung von diesem Mittelwert für den Wert des Reibungskoeffizienten c_d ermittelt. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in der Abb. 23 festgehalten. Deutlich wird vor allem die sehr große Streuung der c_d -Werte besonders bei geringen Windstärken, wo die Standardabweichung etwa 50 % des Mittelwertes ausmacht. Für die beiden Gruppen 2 und 3 wird die Streuung zwar etwas geringer, ist aber immer noch recht groß im Vergleich zu den Angaben anderer Autoren (L. KRÜGERMEYER, 1975). Zu beachten ist auch eine gewisse Asymetrie der Verteilungen. Es treten deutlich häufiger große positive als negative Abweichungen vom Mittelwert auf, so daß der arithmetische Mittelwert, besonders wiederum bei geringen Windgeschwindigkeiten, größer ist als der am häufigsten auftretende Wert.

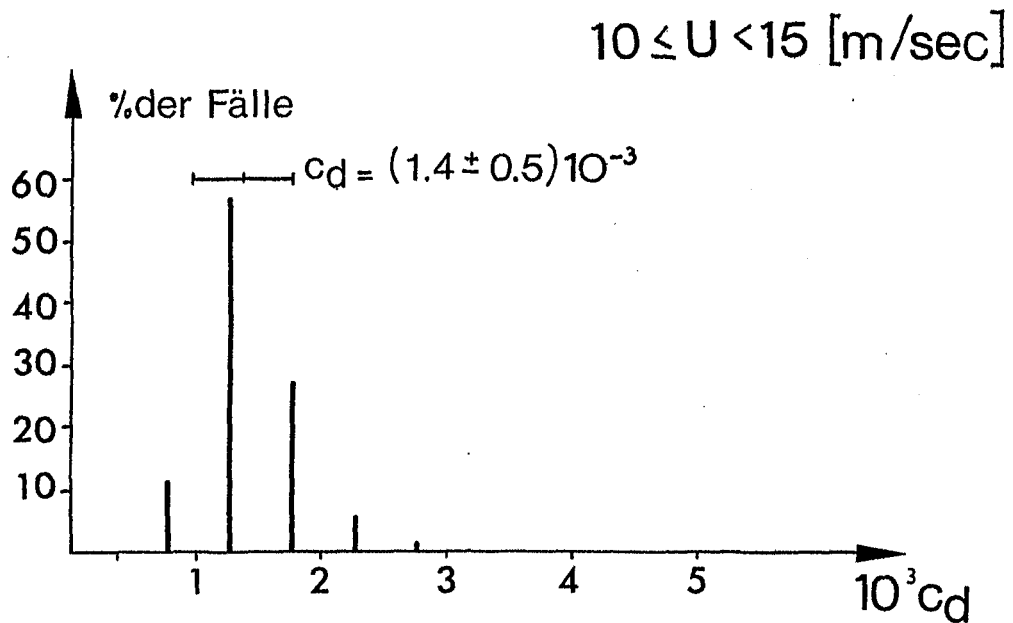
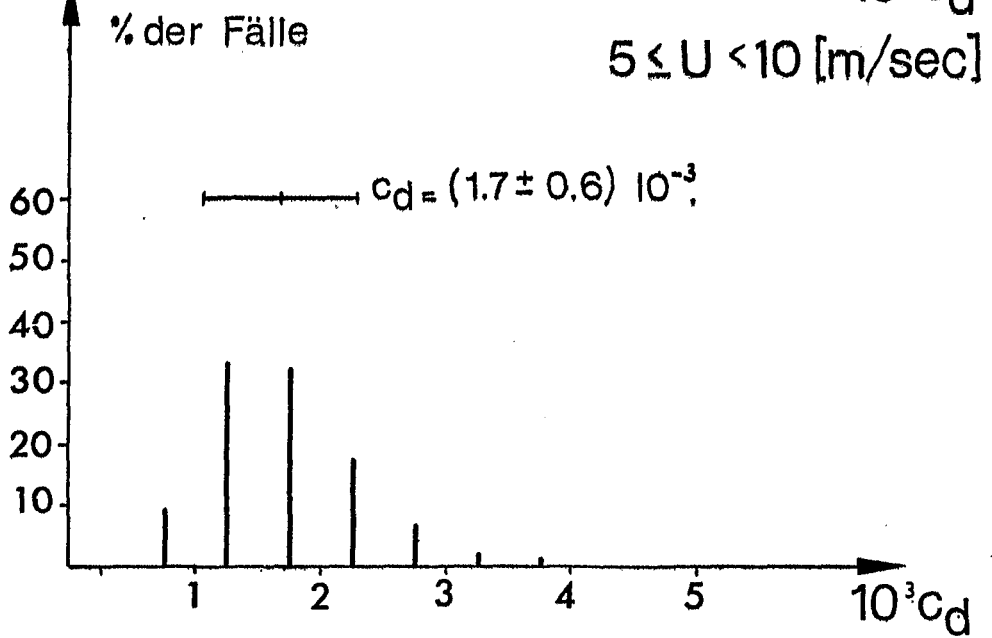
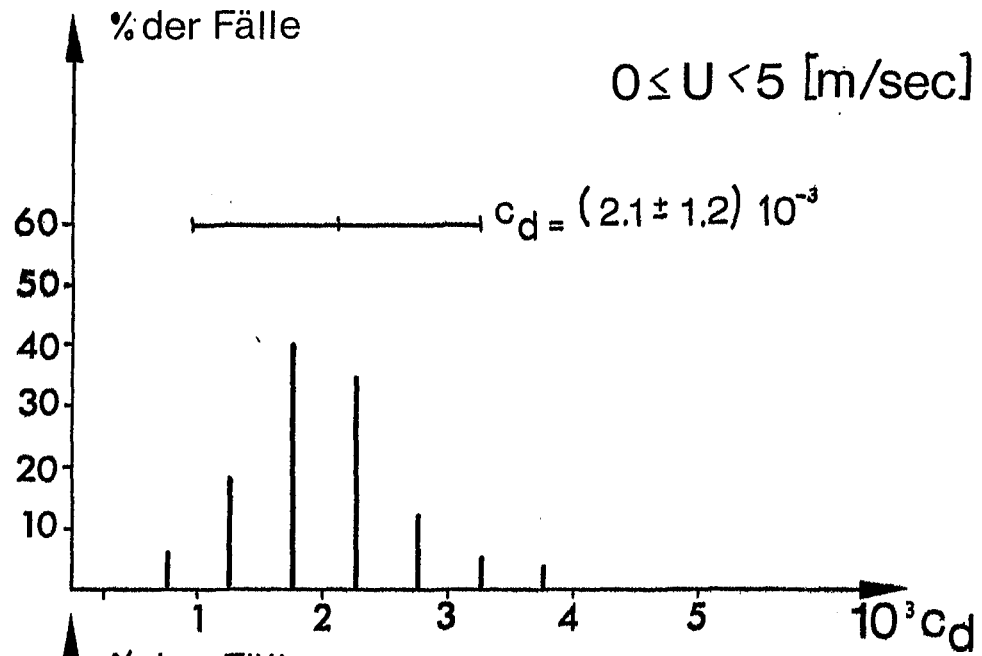


Abb. 23 Häufigkeitsverteilungen für den Schubspannungskoeffizienten c_d , die Gruppeneinteilung ist im Text beschrieben

Eine entsprechende Analyse wurde für den Logarithmus der Rauigkeitslänge z_0 durchgeführt. In ähnlicher Weise wurden die Daten in drei Gruppen aufgeteilt:

Gruppe 1:	$u_+ < 0.2 \text{ m/sec}$	1292 Fälle
Gruppe 2:	$0.2 \text{ m/sec} \leq u_+ < 0.4 \text{ m/sec}$	6920 Fälle
Gruppe 3:	$0.4 \text{ m/sec} \leq u_+ < 0.6 \text{ m/sec}$	317 Fälle

Die Abb. 24 zeigt die Ergebnisse für diese drei Gruppen. Besonders wird wieder die sehr große Streuung deutlich: in der Gruppe 1 ist sie z.B. größer als eine Zehnerpotenz. Aber auch hier werden die Streuungen geringer bei zunehmender Reibungsgeschwindigkeit. Die Asymetrie der Verteilung ist nicht so ausgeprägt.

Zusammenfassend sind die Ergebnisse dieser Untersuchung im Vergleich zu den aus der Literatur entnommenen Werten in den Abb. 25 und 26 dargestellt. Der Konstante Wert für c_d (Gl. 2.1.4.) ist in allen drei Gruppen kleiner als der von der Profilanlage gemessene, jedoch liegt er auch deutlich innerhalb der Streuungsgrenzen. Recht überraschend war das deutliche Kleinerwerden von c_d bei wachsender Windgeschwindigkeit. Dieses Ergebnis steht im Widerspruch z.B. zu den Untersuchungen von S.D. SMITH (1974), der mit seinen Daten ein lineares Anwachsen von c_d mit der Windgeschwindigkeit belegen konnte. Auch die Rauigkeitslänge z_0 ist im Mittel größer als sie durch die Formel Gl. 2.2.18. (durchgezogene Linie in Abb.26) berechnet wird; jedoch wird qualitativ das Anwachsen der Rauigkeit mit steigender Reibungsgeschwindigkeit recht gut wiedergegeben, und die theoretische Kurve liegt innerhalb der Streuungsgrenzen außer bei der Gruppe 3, die aber relativ klein ist, so daß ihr nicht zu viel Bedeutung beigemessen werden sollte.

Es wurde den Rahmen dieser Arbeit sprengen, eine genaue Analyse der eben beschriebenen Ergebnisse zu liefern. Die großen Streuungen scheinen aber zu zeigen, daß auch andere Faktoren als die Windgeschwindigkeit den Schubspannungskoeffizienten c_d und die Rauigkeitslänge z_0 beeinflussen. Für Probleme der synoptischen Zeitskala, in der lediglich mittlere Werte und keine kurzzeitigen Schwankungen interessieren, mögen die For-

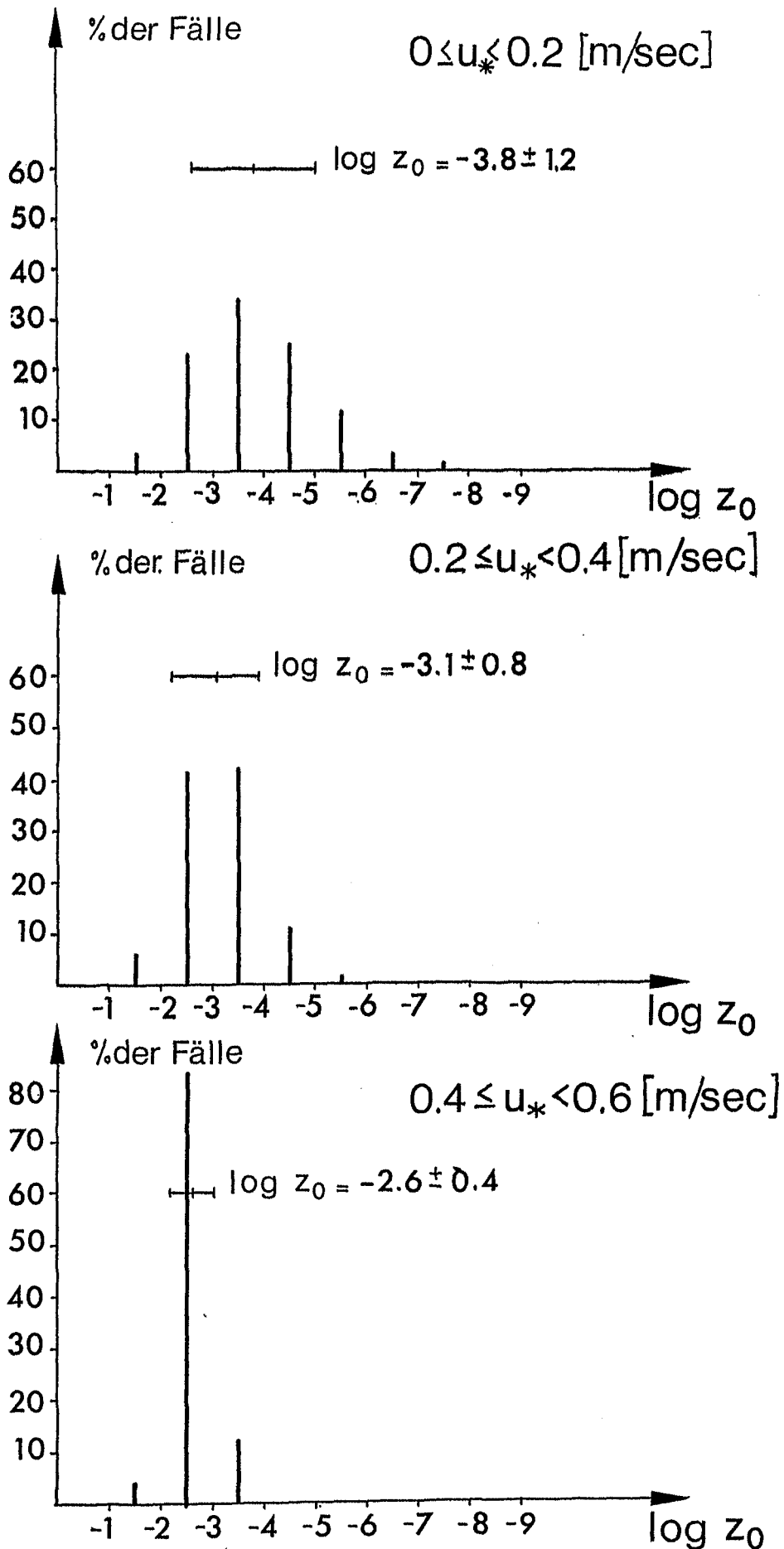


Abb. 24 Häufigkeitsverteilungen für den dekadischen Logarithmus der Rauigkeitslänge z_0 , die Gruppeneinteilung ist im Text beschrieben

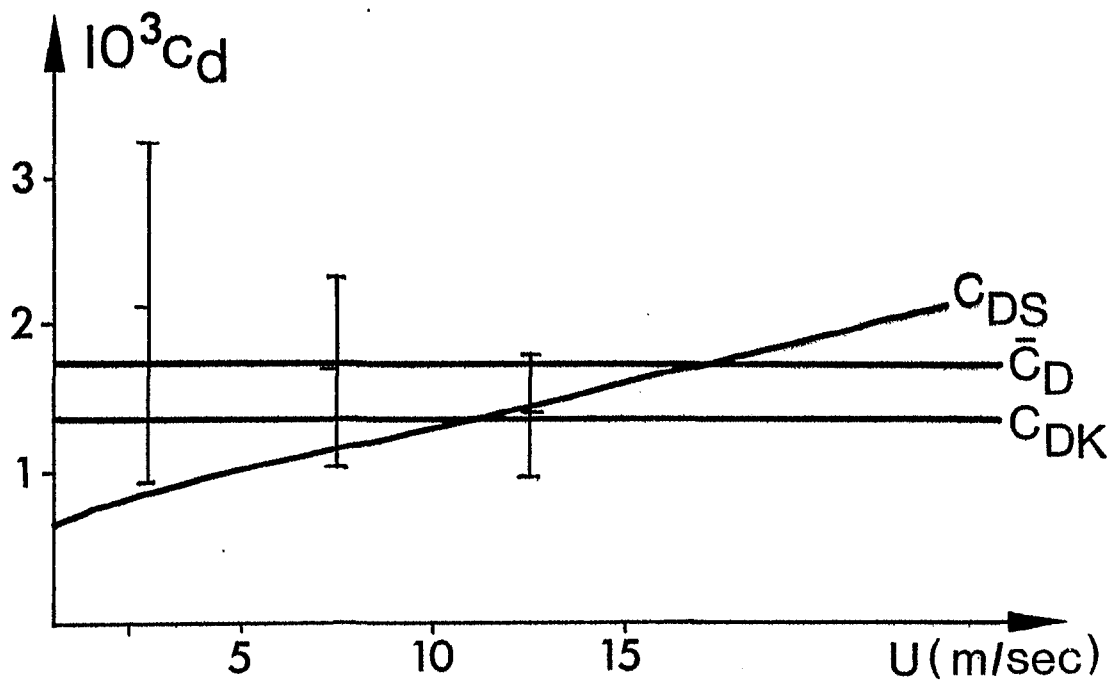


Abb. 25 Der gemessene Schubspannungskoeffizient c_d als Funktion der Windgeschwindigkeit U

$c_d = 1.78 \cdot 10^{-3}$ eigenes Mittel über alle Termine

$c_{dK} = 1.38 \cdot 10^{-3}$ mittlerer Wert von L. KRÜGERMEYER

c_{dS} = empirische lineare Funktion von S.D. SMITH

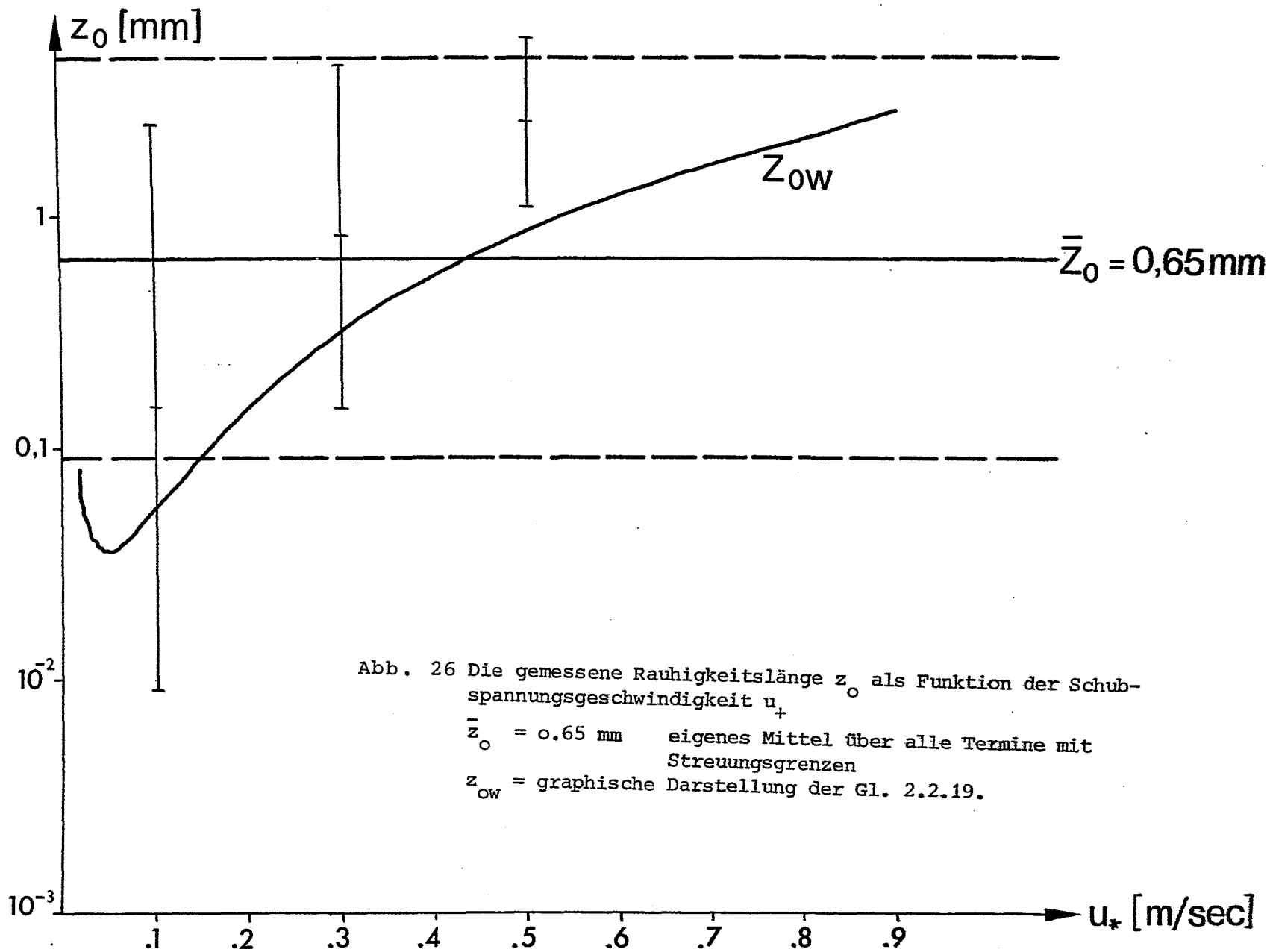


Abb. 26 Die gemessene Rauigkeitslänge z_0 als Funktion der Schubspannungsgeschwindigkeit u_*

$\bar{z}_0 = 0.65 \text{ mm}$ eigenes Mittel über alle Termine mit Streuungsgrenzen

z_{ow} = graphische Darstellung der Gl. 2.2.19.

meinen für c_d (Gl. 2.1.4.) und z_0 (Gl. 2.2.18.) ausreichen, sie sind für Untersuchungen kleinskaliger Phänomene wahrscheinlich aber weniger geeignet. Bei der nun folgenden Analyse der Berechnungsmethoden für c_g und α ist die Unsicherheit in der Bestimmung der Rauigkeitslänge bei der Methode I und die Unsicherheit in der Bestimmung des Schubspannungskoeffizienten bei der Methode II als nicht vernachlässigbare Fehlerquelle zu berücksichtigen. In den Kapiteln 2.3e. und 2.2g. wurde schon kurz darauf eingegangen, wie sich ein Fehler in c_d oder z_0 auf die Ergebnisse auswirken kann, und nach den soeben besprochenen Messungen ist zu befürchten, daß die Fehlerspannen, die aus der Literatur entnommen wurden, besonders bei geringen Windstärken eher zu klein sind.

6, UEBERPRUEFUNG DER BERECHNUNGSMETHODEN FÜR c_g UND α

In diesem abschließenden Kapitel werden die Berechnungsmethoden für c_g und α besonders auch in Hinblick auf die Wittersituation und andere möglicherweise wesentliche Faktoren überprüft. Für diese Untersuchung steht das im Kapitel 3. beschriebene Datenmaterial zur Verfügung.

6.1. HINWEISE ZUR NOMENKLATUR

Bevor die Ergebnisse im einzelnen diskutiert werden, sollen noch einige Bemerkungen zu der Nomenklatur in diesem Kapitel gemacht werden. c_g und α konnten gemessen oder auf zwei verschiedene Arten berechnet werden, was durch entsprechende Indizes kenntlich gemacht wird:

Index m - Bestimmung mit den synoptischen Daten oder den
Daten der Profilmeßanlage,

Index I - Bestimmung mit der Berechnungsmethode I
(Kap. 2.2.),

Index II- Bestimmung mit der Berechnungsmethode II
(Kap. 2.3.).

Um zu ergründen, wie gut die Berechnungsmethoden die gemessenen Werte annähern, wurden entsprechende Differenzen Δ gebildet, z.B.:

$$6.1.1. \quad \Delta(c_{g m, I}) = c_{gm} - c_{gI}$$

Positive Differenzen bedeuten jeweils, daß der gemessene Wert größer als der berechnete ist. Bei der Auswertung einer größeren Anzahl von Terminen ist neben einer mittleren Differenz $\bar{\Delta}$ auch die Streuung der Differenzen $\sigma\Delta$ wichtig. Von einer Anzahl von N Differenzen Δ_i wurde die Streuung $\sigma\Delta$ z.B. folgendermaßen berechnet:

$$6.1.2. \quad \sigma\Delta(c_{g m, I}) = \sqrt{\frac{1}{N-1} \left(\sum_{i=1}^N (\Delta_i^2(c_{g m, I})) - N \cdot \bar{\Delta}^2(c_{g m, I}) \right)}$$

Im folgenden wird im Text immer ein Hinweis vorhanden sein, über welche und über wie viele Termine gemittelt wurde. Die mittlere Differenz $\bar{\Delta}$ gibt an, wie gut im Mittel die gemessenen Werte approximiert werden, während die Streuung $\sigma\Delta$ ein Maß dafür ist, in wie weit die berechneten Werte Schwankungen der gemessenen Werte im zeitlichen Verlauf nachvollziehen.

6.2. DIE UNTERSCHIEDE ZWISCHEN DEN BERECHNETEN UND DEN GEMESSENEN WERTEN VON c_g und α

- a) Die Unterschiede im statistischen Mittel als Funktion von G und ΔT

Zunächst wurde das gesamte Datenmaterial in fünf Windstärkenklassen eingeteilt. Für jede dieser Klassen wurden die Differenzen zwischen berechneten und gemessenen Werten gemittelt und die Streuungen der Differenzen berechnet. In der Nomenklatur des vorigen Abschnitts heißt das: Es wurden für jede der fünf Windgeschwindigkeitsklassen $\Delta c_{g m, I}$, $\Delta \alpha_{m, I}$, $\Delta c_{g m, II}$, $\Delta \alpha_{m, II}$, $\sigma\Delta c_{g m, I}$, $\sigma\Delta \alpha_{m, I}$, $\sigma\Delta c_{g m, II}$ und $\sigma\Delta \alpha_{m, II}$ ermittelt (Tab. VIII). Die Werte in dieser Tabelle können gewissermaßen zur Korrektur bei der praktischen Anwendung einer der beiden

Tabelle VIII

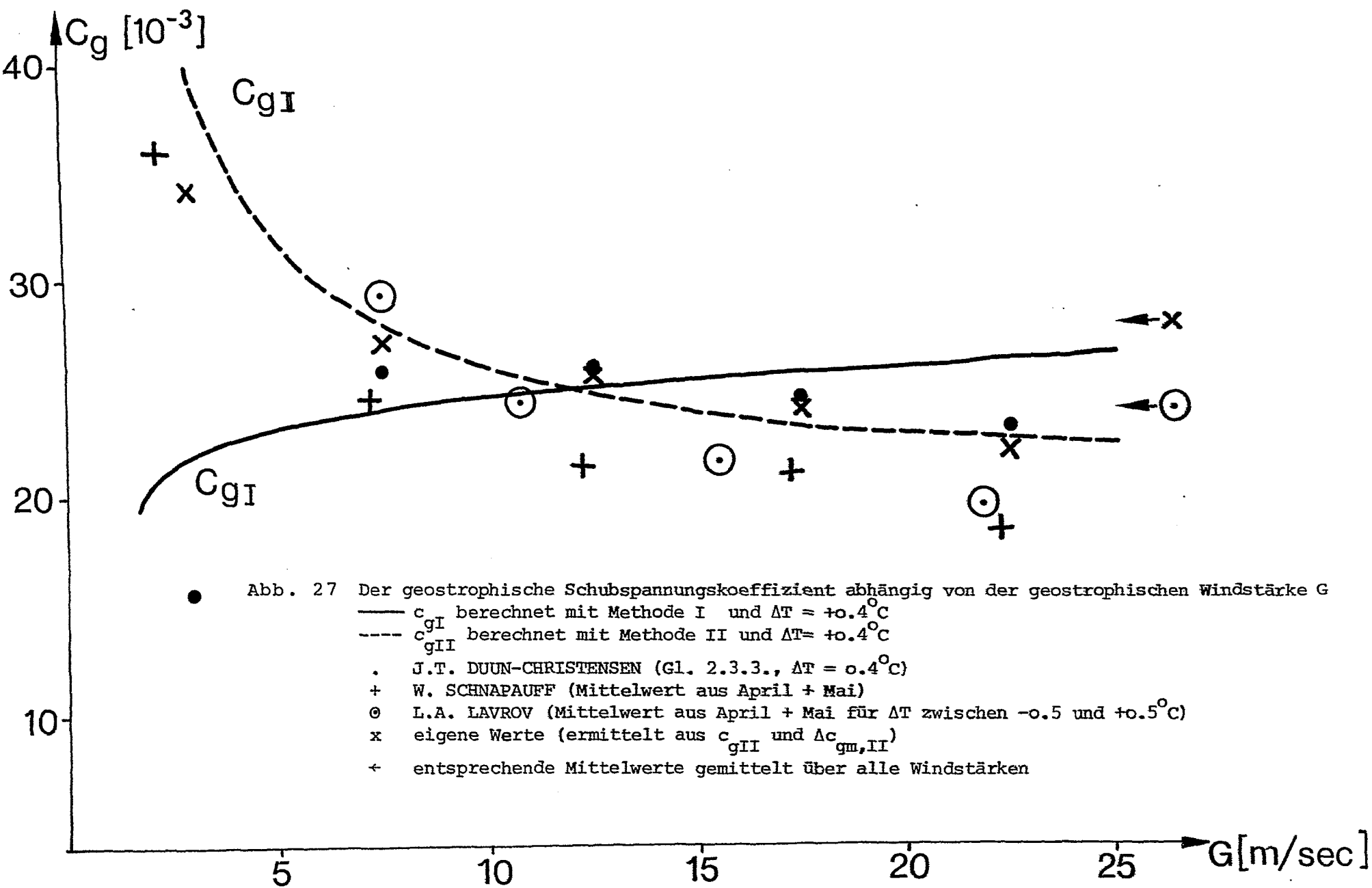
Die Differenzen zwischen den berechneten und den gemessenen Werten und ihre Streuungen abhängig von der geostrophischen Windgeschwindigkeit G .

Die Einheit für c_g ist (10^{-3}) und für α (Grad)

G m/sec	$1 \leq G < 5$	$5 \leq G < 10$	$10 \leq G < 15$	$15 \leq G < 20$	$20 \leq G < 25$	Mittel über das gesamte Datenmaterial
$\Delta c_{g m, I}$	+11,1	+ 4,5	+ 1,3	- 1,3	- 4,3	+ 3,8
$\sigma \Delta c_{g m, I}$	<u>+24,7</u>	<u>+13,2</u>	<u>+ 8,7</u>	<u>+ 6,7</u>	<u>+ 5,6</u>	<u>+14,8</u>
$\Delta \alpha_{m, I}$	+ 7,8	+ 6,1	+ 9,8	- 0,1	+ 2,1	+ 6,4
$\sigma \Delta \alpha_{m, I}$	<u>+55,0</u>	<u>+37,7</u>	<u>+25,1</u>	<u>+22,8</u>	<u>+16,7</u>	<u>+36,6</u>
$\Delta c_{g m, II}$	- 5,4	- 0,5	+ 0,8	+ 0,8	- 0,4	- 0,8
$\sigma \Delta c_{g m, II}$	+23,9	<u>+13,0</u>	<u>+ 8,4</u>	<u>+ 6,6</u>	<u>+ 5,5</u>	<u>+14,0</u>
$\Delta \alpha_{m, II}$	+ 9,7	+ 8,6	+10,9	+ 1,9	+ 5,2	+ 8,7
$\sigma \Delta \alpha_{m, II}$	<u>+55,0</u>	<u>+37,6</u>	<u>+24,8</u>	<u>+22,7</u>	<u>+16,6</u>	<u>+36,5</u>
Anzahl der ausgewerteten Termine	295	670	501	164	63	

Berechnungsmethoden dienen. Die " Δ "-Werte müssen zum berechneten Wert addiert werden, um die gemessenen Werte im Mittel zu approximieren, und die " $\sigma \Delta$ "-Werte geben die dann zu erwartenden Fehlerspannen an. Anhand einiger graphischer Darstellungen sollen nun die wesentlichen Folgerungen diskutiert werden, die sich aus den Zahlen der Tab. VIII ergeben.

Das wichtigste Ergebnis ist, daß die Methode II sehr gut geeignet zu sein scheint, den geostrophischen Schubspannungskoeffizienten c_g zu berechnen. In der Abb. 27 sind als c_{gm} die



gemittelten Werte der fünf Geschwindigkeitsgruppen eingezeichnet. Diese Mittelwerte können mit den berechneten Kurven $c_{g\ I}(G)$ und $c_{g\ II}(G)$ verglichen werden, wenn ΔT in erster Näherung als ein konstanter Wert angenommen wird ($\bar{\Delta T} = +0.4$). Die Abstände zwischen der Kurve $c_{g\ II}(G)$ und den gemessenen Mittelwerten entsprechen den Differenzen $\sigma \Delta c_{g\ m, I}$ der Tab. VIII. Die Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den berechneten Werten ist überraschend gut, abgesehen vielleicht für G kleiner als 5 m/sec. Besonders die Abnahme von c_{gm} mit wachsendem G wird sowohl quantitativ als auch qualitativ durch die Methode II besser als durch Methode I beschrieben. Zumindest bei schwächeren Winden ist auch die Formel von J.T. DUUN-CHRISTENSEN (Gl. 2.3.3.) kaum geeignet zur Berechnung von c_g . Um dieses Ergebnis noch zu untermauern, sind in der Abb. 27 zusätzlich die entsprechenden Werte zweier anderer Autoren eingetragen, die recht gut mit den hier angegebenen c_{gm} -Werten übereinstimmen. Beide Untersuchungen basieren auf mehrjährigen Windbeobachtungen in der Deutschen Bucht (W. SCHNAPAUFF, 1974) bzw. in der Ostsee (N.A. LAVROV, 1974). Leider muß aber auch bei einer Anwendung der Methode II besonders bei schwachen Luftdruckgradienten eine nicht unerhebliche Unsicherheitsspanne einkalkuliert werden. Die Streuungen ($\sigma \Delta c_{g\ m, II}$ in Tab. VIII) nehmen mit wachsendem G zwar stark ab (Abb. 28), sie sind aber doch sehr groß z.B. auch im Vergleich zu den Werten von L. HASSE (Tab. III).

Wie für c_g (Abb. 27) wurde auch für die Analyse des Ablenkungswinkels α eine entsprechende Graphik angefertigt (Abb. 29). Besonders bei kleinem G sind relativ große Differenzen zwischen den beobachteten und den berechneten Ablenkungswinkeln zu konstatieren. In diesem Bereich liegen die beobachteten Werte für α je nach Autor zwischen 10 Grad und 27.4 Grad, jedoch stimmen die Werte bei starkem geostrophischen Wind etwas besser überein. Auch die Art der Abhängigkeit von G ist nicht sicher. So gibt W. Schnapauff ein Anwachsen von α mit G an, N.A. Lavrov und L. Hasse (α_I) konnten keine signifikante Abhängigkeit feststellen, und die hier präsentierten Werte (α_m) scheinen eher ein Kleinerwerden von α mit G zu belegen. Diese große Unsicherheit bei der Bestimmung des Ablenkungs-

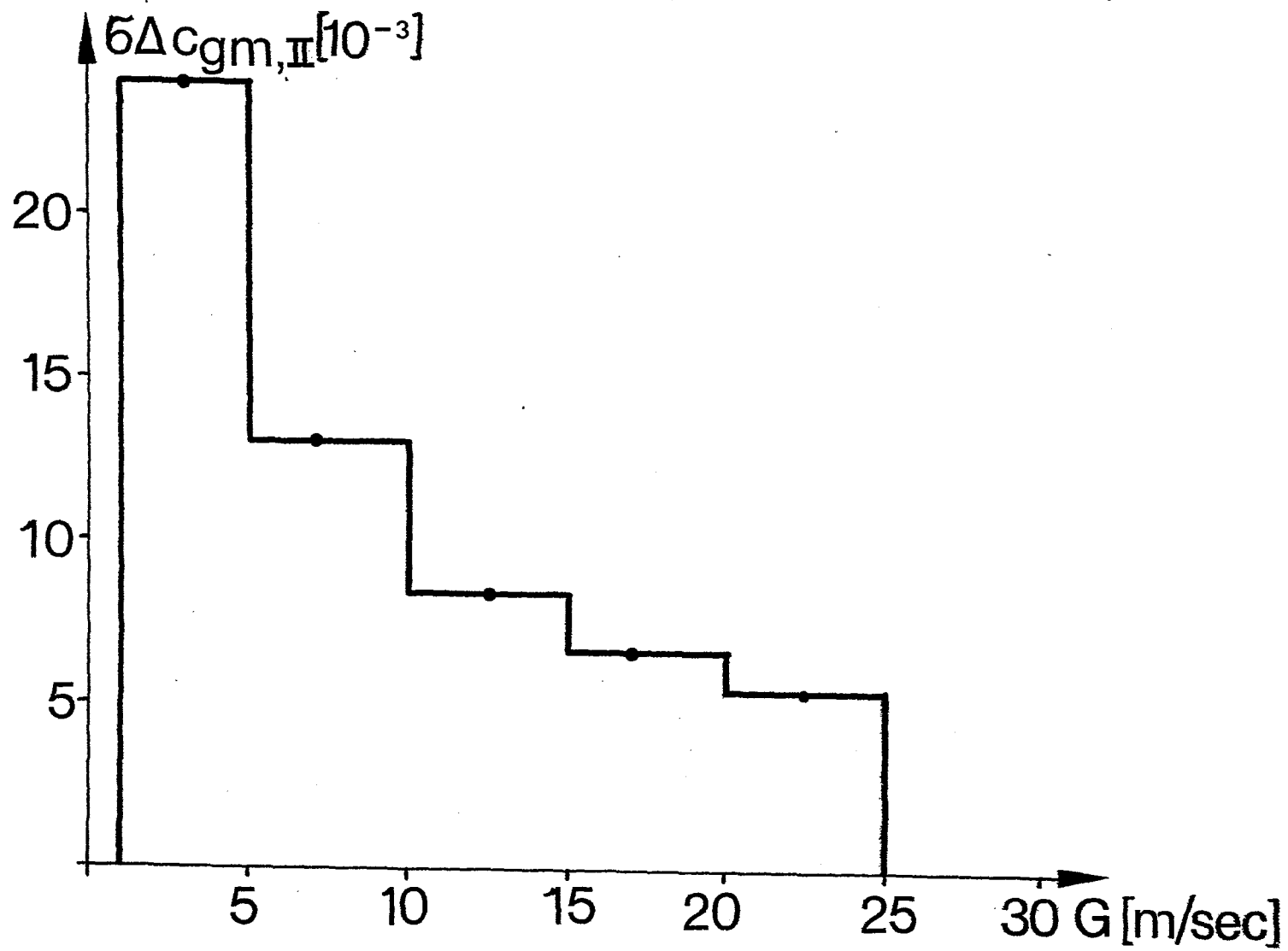


Abb. 28 Die Streuungen $\sigma \Delta c_{gm,II}$ abhängig von der geostrophischen Windstärke G

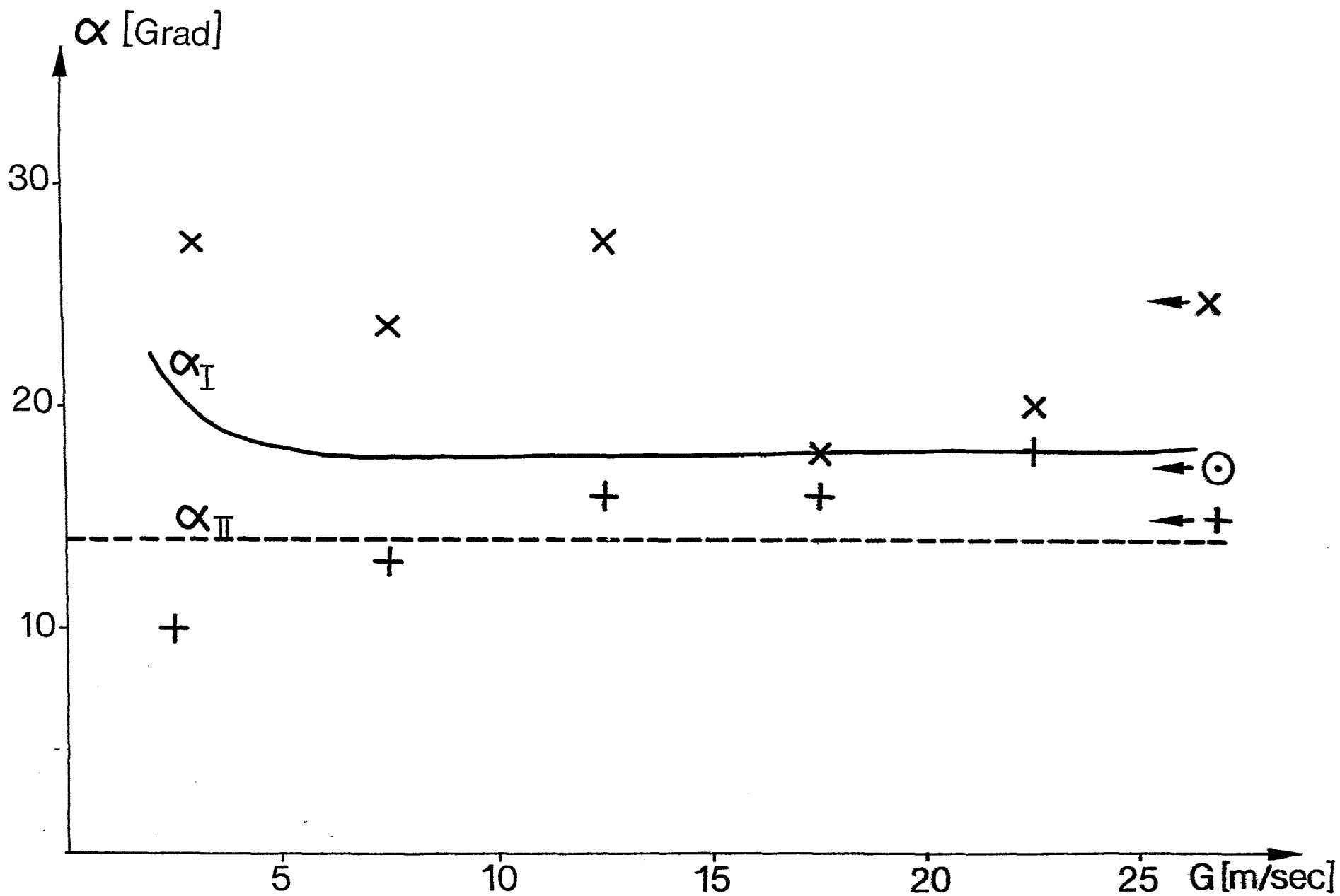


Abb. 29 Der Ablenkungswinkel α als Funktion der geostrophischen Windgeschwindigkeit G .
Legende wie zu Abb. 27 nur:

x - eigene Werte (ermittelt aus α_m und $\Delta\alpha_{m,I}$)

+ W. SCHNAPAUFF

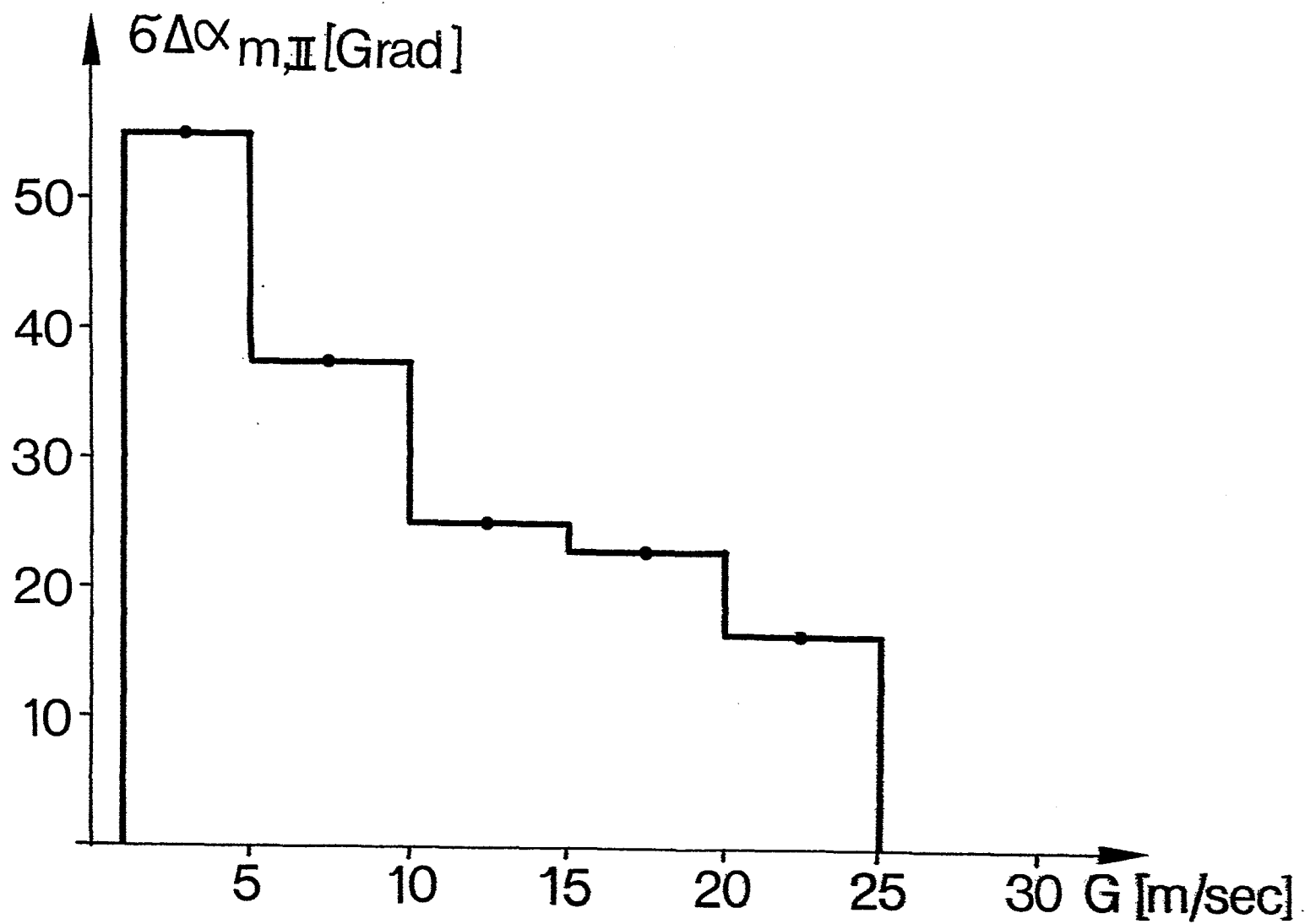


Abb. 3o Die Streuungen $\sigma \Delta \alpha_{m,II}$ abhängig von der geostrophischen Windstärke G

winkels schlägt sich auch in den sehr großen Streuungen $\sigma \Delta \alpha_{m,II}$ nieder (Abb. 30). Eine Streuung von 55 Grad deutet an, daß bei sehr kleinen Luftdruckgradienten ($G < 5$ m/sec) nur eine schwache Kopplung zwischen der Richtung des Bodewindes und der Richtung des geostrophischen Windes besteht (vergl. Kap. 2.3b.), aber auch bei stärkerem Wind muß mit einem Fehler von 20 Grad und mehr gerechnet werden.

Der zweite Eingabeparameter neben der geostrophischen Windstärke G ist die Temperaturdifferenz ΔT . Um den Einfluß dieses Parameters auf die Unterschiede zwischen den berechneten und den gemessenen Werten zu untersuchen, wurden alle Daten in sechs Stabilitätsgruppen unterteilt. Für jede dieser Gruppen wurden wiederum die mittleren Differenzen und ihre Streuungen berechnet und in der Tabelle IX zusammengefaßt. Eine Interpretation dieser Tabelle wird dadurch erschwert, daß an nahezu 84 % aller ausgewerteten Termine ΔT lediglich Werte zwischen -1°C und 2°C annimmt (s.a. Abb. 22.), so daß Fälle mit instabiler oder extrem stabiler Schichtung kaum in die Analyse eingehen. Hinzu kommt, daß Termine mit großem positiven ΔT nur bei starkem Wind ausgewertet wurden (s. Kap. 2.2e.) und so eine Kopplung zwischen großem G und großem positiven ΔT besteht. Dies erklärt z.B. die Abnahme der Streuungen mit wachsendem ΔT . Eine eindeutige Abhängigkeit des Ablenkungswinkels α von ΔT kann mit den vorliegenden Ergebnissen nicht belegt werden. Interessant ist aber die Variation der Differenzen $\Delta c_{g, m, II}$ und $\Delta c_{g, m, I}$ mit ΔT . Ganz eindeutig wachsen diese Differenzen von großen negativen Werten bei einem kleineren ΔT als -1°C bis zu beträchtlichen positiven Werten im stabilen Bereich an. Wie schon erwähnt, sind die Termine, an denen der Betrag der Temperaturdifferenz groß ist, im vorliegenden Datenmaterial nur schwach repräsentiert, es scheint aber, daß beide Berechnungsmethoden besonders aber die Methode II bei instabiler Schichtung eine zu starke Abhängigkeit des geostrophischen Schubspannungskoeffizienten von der Temperaturdifferenz ΔT berechnen.

Tabelle IX

Die Differenzen und ihre Streuungen abhängig von der Temperaturdifferenz ΔT (sonst Legende wie für Tab. VIII)

ΔT °C	$\Delta T < -3$	$-3 \leq \Delta T < -1$	$-1 \leq \Delta T < +1$	$+1 \leq \Delta T < +3$	$+3 \leq \Delta T < +5$	$+5 \leq \Delta T$	Mittel über das gesamte Datenmaterial
$\Delta c_{g m, I}$	-13.3	- 1.5	+ 3.8	+ 5.5	+ 3.5	+ 7.9	+ 3.8
$\sigma \Delta c_{g m, I}$	<u>+15.6</u>	<u>+16.9</u>	<u>+15.9</u>	<u>+13.5</u>	<u>+ 7.6</u>	<u>+ 6.7</u>	<u>+14.8</u>
$\Delta \alpha_{m, I}$	+12.8	+ 6.3	+ 5.8	+ 6.3	+13.3	+ 7.0	+ 6.4
$\sigma \Delta \alpha_{m, I}$	<u>+59.1</u>	<u>+40.1</u>	<u>+36.6</u>	<u>+35.8</u>	<u>+32.6</u>	<u>+20.3</u>	<u>+36.6</u>
$\Delta c_{g m, II}$	-22.5	- 6.3	- 0.9	+ 0.7	+ 0.7	+ 4.2	- 0.8
$\sigma \Delta c_{g m, II}$	<u>+19.0</u>	<u>+16.8</u>	<u>+15.0</u>	<u>+12.1</u>	<u>+ 7.4</u>	<u>+ 6.7</u>	<u>+14.0</u>
$\Delta \alpha_{m, II}$	- 3.5	+ 3.4	+ 9.8	+ 8.5	+10.6	+ 7.0	+ 8.7
$\sigma \Delta \alpha_{m, II}$	<u>+58.6</u>	<u>+40.2</u>	<u>+36.5</u>	<u>+35.6</u>	<u>+32.3</u>	<u>+20.3</u>	<u>+36.5</u>
Anzahl der ausgewerteten Termine	25	117	772	644	125	10	

b) Die Unterschiede im aktuellen zeitlichen Verlauf

Bisher wurden die Abweichungen der gemessenen von den berechneten Werten lediglich im statistischen Mittel diskutiert und nur durch Mittelwerte und Streuungen charakterisiert. Um herauszufinden, welche Differenzen sich an aktuellen definierten Terminen einstellen, wurde eine Zeitreihe des gemessenen Schubspannungskoeffizienten $c_{gm}(t)$ und des gemessenen Ablenkungswinkels $\alpha_m(t)$

verglichen mit den entsprechenden Zeitreihen der berechneten Werte $c_{g\ II}(t)$ und $\alpha_{II}(t)$. Ein solcher Vergleich gibt einmal eine Vorstellung von den Fehlern, die an einzelnen Terminen in Kauf genommen werden müssen, er eröffnet aber auch die Möglichkeit, eventuell auftretende Differenzen mit aktuellen bisher nicht explizit berücksichtigten Wettererscheinungen zu korrelieren. Für eine solche Betrachtung sind die Meßergebnisse der Profilanlage besonders geeignet, weil sie die Realität über dem Meere wahrscheinlich am besten widerspiegeln werden. Da aber nur relativ wenig Termine durch die Profildaten erfaßt werden, sind zur Ergänzung und um besonders interessante Situationen auch beschreiben zu können, die Daten der synoptischen Station Christiansø verwendet worden; denn diese Wetterstation lag der Position der Profilboje am nächsten. In der Abb. 31 sind für den Zeitraum vom 28.4. bis zum 26.5. die geostrophische Windstärke G , die Richtung des geostrophischen Windes $dd(\vec{G})$, die Temperaturdifferenz ΔT und im Vergleich zueinander c_{gm} und $c_{g\ II}$ bzw. α_m und α_{II} als Zeitreihe eingezeichnet.

Ganz pauschal läßt sich feststellen, daß relativ große kurzperiodische Schwankungen von c_{gm} und vor allem von α_m besonders bei kleinen Luftdruckgradienten auftreten. Diese starken Schwankungen sind wahrscheinlich nicht durch Vorgänge der synoptischen Größenordnung, sondern größtenteils eher durch kleinskaligere Einflüsse ausgelöst (s.a. Kap.2.4.), und sie werden daher von den berechneten Werten auch nicht nachvollzogen. Jedoch ist c_{gm} genau wie $c_{g\ II}$ im Mittel bei kleinem G deutlich größer als bei mittleren oder stärkeren Winden. Eine Korrelation zwischen den berechneten und den gemessenen Ablenkungswinkeln kann in dieser Form bei schwachem geostrophischen Wind nicht festgestellt werden. Demgegenüber kann man z.B. in der Rückseite des Tiefdruckgebietes vom 20.5. bis zum 25.5., als über der südlichen Ostsee starke Luftdruckgegensätze herrschten, eine gute Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Werten beobachten.

Es gibt dann noch sowohl bei großem als auch bei kleinem G längere Zeiträume, in denen entweder c_{gm} oder α_m oder auch beide um nicht unerhebliche Beträge vom berechneten Wert ab-

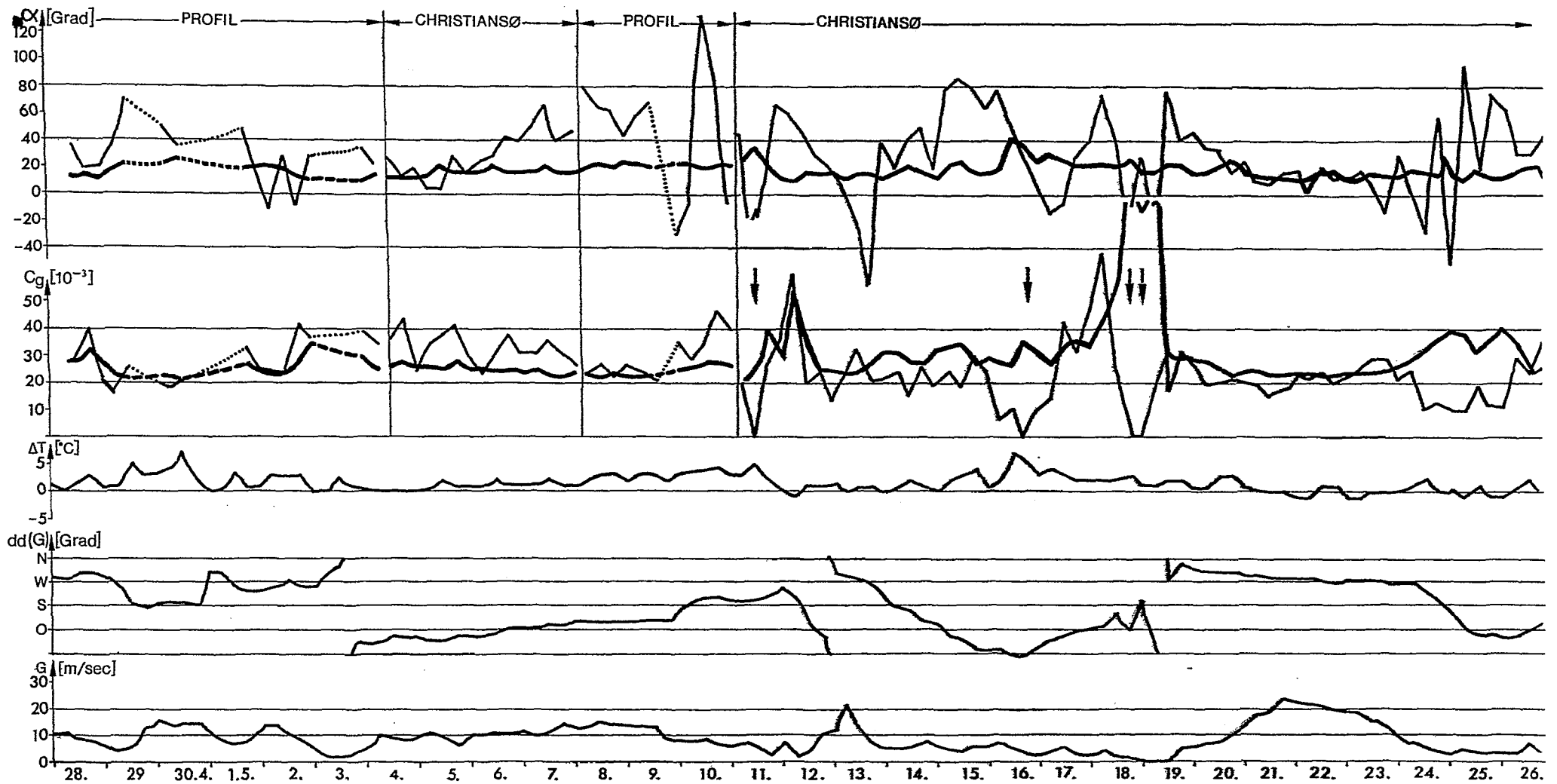


Abb. 31 Zeitreihen von den gemessenen Werten (-) und den berechneten Werten (•) von c und α entsprechend der Beschriftung entweder an der Profilanlage oder an der Station Christiansø. Die Berechnung von c_g und α erfolgte mit der Methode II. Zum Vergleich sind außerdem eingezeichnet die Stärke (G) und die Richtung $dd(G)$ des geostrophischen Windes und die Temperaturdifferenz ΔT
 † gemessene Windstille

weichen. So nimmt etwa am 29.4. und vom 7.5. bis zum 9.5. der Ablenkungswinkel über mehrere Termine trotz großem G Werte um 60 Grad an. Und c_{gm} ist vom 13.5. bis zum 17.5. und ganz ausgeprägt am 24.5. sehr viel kleiner, vom 4.5. bis zum 7.5. dagegen durchweg erheblich größer als der berechnete Wert. Diese Abweichungen scheinen nicht mehr zufällig zu sein, sondern eher durch großskalige meteorologische Einflüsse bedingt zu sein, die jedoch durch G und ΔT nicht parametrisiert werden. E. AUGSTEIN (1976) hat in einer neueren Arbeit darauf hingewiesen, daß bei einem Versuch, den Bodenwind über den geostrophischen Wind zu berechnen, die Impulsadvektion, die in den Bewegungsgleichungen durch die nichtlinearen Terme beschrieben wird, nicht vernachlässigt werden darf, da sie durchaus die Größenordnung der Reibungskraft und bis zu 20 % der Druckgradient - oder Corioliskraft ausmachen kann. Neben den Zentrifugalbeschleunigungen, die als Isobarenkrümmungseffekt schon diskutiert wurden (Kap. 2.4.) treten auch Beschleunigungen durch eine Divergenz bzw. Konvergenz der Isobaren auf, die nach E. Augstein ganz wesentlich den Bodenwind und besonders auch den Ablenkungswinkel beeinflussen können. So bewirkt eine Divergenz der Isobaren eine Vergrößerung von c_g und eine Verkleinerung von α bis hin zu negativen Werten. Eine umgekehrte Wirkung hat die Konvergenz der Isobaren. Man kann nun anhand der aktuellen Wetterkarten (Berliner Wetterkarten) feststellen, daß z.B. am 29. und 30.4. sowie am 7. und 8.5. die Isobaren in der Gegend der Profilanlage konvergierten, am 2.5. und wenn auch nicht ganz so ausgeprägt, am 5.5. die Isobaren dagegen divergierten, was die eben angesprochene Abhängigkeit teilweise bestätigen würde.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sei auf diesen Einfluß lediglich als mögliche Ursache für die Streuungen in Tab. VIII hingewiesen. Es könnte aber durchaus lohnend sein, diese Spur weiter zu verfolgen, zumal bei einer feldmäßigen Kenntnis des geostrophischen Windes auch die räumlichen Ableitungen, die den Verlauf der Isobaren bestimmen, gebildet werden können. Wenn sich der Einfluß, den E. Augstein in seiner Arbeit be-

schreibt, und der teilweise durch die Zeitreihen in der Abb. 31 qualitativ belegt wird, in einer zukünftigen Arbeit bestätigen und quantitativ untermauern ließe, so müßte der größere Rechenaufwand in Kauf genommen werden.

6.3. DER CHARAKTER DES DATENMATERIALS ALS FEHLERQUELLE

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, wie stark sich Meßungenauigkeiten etwa bei der Bestimmung des Bodenwindes oder des geostrophischen Windes und lokale Einflüsse an den verschiedenen Stationen auf die "gemessenen" Werte von c_g oder α auswirken können; denn es ist ja möglich, daß die großen Streuungen in den Abb. 28 und 30, die auch noch bei starkem Wind doch recht beträchtlich sind, nicht allein den Schwankungen der "wahren" Werte für c_g und α zugeschrieben werden müssen. Es ist vielmehr so, daß die Meßungenauigkeiten einen durchaus nicht vernachlässigbaren Fehler bei der Bestimmung von c_g und α verursachen. Außerdem wird der aktuelle Bodenwind und damit c_g und α durch die Umgebung der Meßstation beeinflusst, und es werden so andere Werte gemessen als man sie bei derselben meteorologischen Wetterlage über dem offenen Meer erwarten würde. Da eine quantitative Erfassung dieser Einflüsse bei dem vorliegenden sehr heterogenen Datenmaterial kaum möglich ist, wird eine mehr beschreibende Diskussion vorgelegt.

a) Der Einfluß der Meßungenauigkeiten

Dieser Punkt ist teilweise schon im Kap. 3 angesprochen worden, in diesem Abschnitt soll daher an einem Beispiel demonstriert werden, wie sich alle Fehler zusammen auf die Werte von c_g oder α auswirken können. Zur Berechnung des geostrophischen Schubspannungskoeffizienten werden drei Parameter benötigt, nämlich c_d , U und G und für die Bestimmung des Ablenkungswinkels braucht man die Richtung des wahren und die Richtung des geostrophischen Windes. Von den synoptischen Stationen wird weder U (Genauigkeit: m/sec bzw. Knoten) noch α (Genauigkeit: 10 Grad) sehr exakt gemessen, und sowohl c_d

als auch $dd(\vec{G})$ sind vor allem bei schwachem Wind nur ungenau bestimmt (Kap. 4.2. und Kap. 3.1.). Schon durch diese Überlegungen wird ein Großteil der Streuungen in den Abb. 28 und 30 erklärt. Um ein Beispiel zu nennen, seien für einen einzelnen Termin typische Werte mit den dazugehörigen Unsicherheits-schranken angenommen: (Die Fehler für den geostrophischen Wind sind geschätzt unter Berücksichtigung der Tab. IV)

$$\begin{aligned} 5.2.1. \quad c_g &= (1.38 \pm 0.3) \cdot 10^{-3} & G &= 10 \pm 1 \text{ m/sec} \\ U &= 6 \pm 0.5 \text{ m/sec} & dd(\vec{G}) &= 250 \pm 10 \text{ Grad} \\ dd(\vec{U}) &= 270 \pm 5 \text{ Grad} \end{aligned}$$

Für dieses Beispiel ergibt sich mit den Mitteln der Fehlerfortpflanzung:

$$\begin{aligned} 5.2.2. \quad c_{gm} &= (22.3 \pm 3.4) \cdot 10^{-3} \\ \alpha_m &= 22 \pm 12 \text{ Grad} \end{aligned}$$

Diese resultierenden Fehler müßten für schwächere Winde noch größer angesetzt werden, da der relative Fehler von U und der absolute Fehler von $dd(\vec{G})$ mit kleinem G zunehmen. Hinzu kommt, daß Termine mit Windstille ($U = 0$, $dd(\vec{U}) = 0$) mit ausgewertet werden mußten, solange G größer als 1 m/sec ist, damit die Mittelwerte von c_g nicht zu groß berechnet werden. In solchen Situationen wird der gemessene Ablenkungswinkel α_m eine reine Zufallsgröße, also eine weitere Ursache für die großen Streuungen von α_m bei kleinen Luftdruckgradienten.

b) Die lokalen Einflüsse

Nach diesem Hinweis auf die Mängel des Datenmaterials soll abschließend versucht werden, eine Aussage über eventuell vorhandene Unterschiede zwischen den Ergebnissen verschiedener Meßstationen zu machen. In der Tab. X sind für die Profilanlage und ein paar ausgewählte synoptische Stationen einige charakteristische Mittelwerte und Streuungen eingetragen, wobei die Mittelung jeweils über alle ausgewerteten Termine an den einzelnen Stationen erfolgte (Termine mit Landwind sind also schon vor Bildung der Mittelwerte aussortiert worden). Die

Tabelle X

Die Mittelwerte von c_g , α , G und ΔT für verschiedene Stationen

Datenquelle	Anzahl der ausge- werteten Termine	$\overline{c_g}(10^{-3})$	$\overline{\alpha}(\text{Grad})$	$\overline{\Delta T}(^{\circ}\text{C})$	$\overline{G}(\text{m/sec})$
Alle synopti- schen Stationen	1693	27.9+14.4	24.8+36.7	+0.4	9.6
Profilboje	25	29.4+ 8.0	38.2+36.0	+1.7	10.2
Gedser Rev 6147	171	30.6+10.7	22.0+32.0	+0.3	9.6
Kolobrzeg 12100	110	21.1+10.2	42.2+37.0	+0.5	8.8
Herrvik 2159	123	23.0+ 9.7	28.2+34.6	+0.7	9.7
Christiansø 6191	175	24.7+10.3	25.2+27.6	+0.5	10.3
Dueodde 6199	114	26.0+13.1	23.6+29.7	+0.7	11.0
Sand- hammaren 2349	64	33.0+14.3	9.4+26.8	+0.8	9.1

entsprechenden Werte für das gesamte Datenmaterial sind angegeben, um Abweichungen einzelner Stationen vom absoluten Mittel herauszustellen. Sowohl die Mittelwerte als auch die Streuungen des geostrophischen Schubspannungskoeffizienten und des Ablenkungswinkels zeigen von Station zu Station deutliche Unterschiede. Neben der Profilanlage, die wegen der relativ kurzen Meßdauer nur bedingt mit den anderen Stationen vergleichbar ist, fallen besonders die synoptischen Stationen Sandhammaren

und Kolobrzeg ins Auge, da ihre Mittelwerte ganz signifikant von denen der übrigen Stationen abweichen. Bemerkenswert ist auch, daß die Streuungen an den einzelnen Stationen geringer sind als die Streuungen um die Mittelwerte des gesamten Datenmaterials; denn dies ist ein Indiz für die Auswirkung der lokalen Besonderheiten auf die Streuung von c_g und α .

Um die Unterschiede zwischen den einzelnen Stationen noch etwas detaillierter zu beschreiben, wird in der Abb. 32 die Abhängigkeit des geostrophischen Schubspannungskoeffizienten von der Windrichtung an verschiedenen Orten dargestellt. Die Windrichtungen, die als Landwind angesprochen wurden (s. Tab. VII); sind durch entsprechende Linien in den Graphiken gekennzeichnet; außerdem ist die prozentuale Häufigkeit der einzelnen Windrichtungen eingetragen. Zunächst sind die Richtungscharakteristiken von zwei weit voneinander entfernten und auch von der Art her recht unterschiedlichen Stationen festgehalten (Abb. 32). Kolobrzeg ist eine typische Küstenstation auf dem Festland mit einem ausgeprägten Minimum von c_g bei Landwind. Gedser Rev dagegen ist als Feuerschiffstation typisch für die Verhältnisse über dem Meer mit einem im Mittel recht großen c_g . Die beiden Maxima sind wahrscheinlich weniger von der räumlichen Umgebung als vielmehr von der aktuellen synoptischen Wetterlage in den Monaten April und Mai erzeugt worden. Eine Analyse entsprechender Zeitreihen zeigt, daß für Gedser Rev große Werte von c_g vor allem bei schwachen Winden aus östlichen bzw. westlichen Richtungen ermittelt wurden, und zwar überwiegend in den Phasen 5 und 2 (Kap. 4). Vier weitere Stationen sind aufgeführt, um zu demonstrieren, wie groß die Unterschiede selbst zwischen so benachbarten Stationen wie Rønne, Dueodde, Christiansø und Sandhammaren sein können. An allen Stationen treten in den Windrichtungssektoren NO-SO und W-N die Maxima des geostrophischen Schubspannungskoeffizienten auf. Diese Maxima sind im wesentlichen, wie schon angedeutet, durch das aktuelle Wetter im Mai und April bedingt. Differenzen treten jedoch in der Form der Kurven und in den Häufigkeitsverteilungen der aufgetretenen Windrichtungen auf. Wenn man annimmt, daß der geostrophische Wind und die großräumige Wetterlage an diesen vier Stationen zu jedem Termin

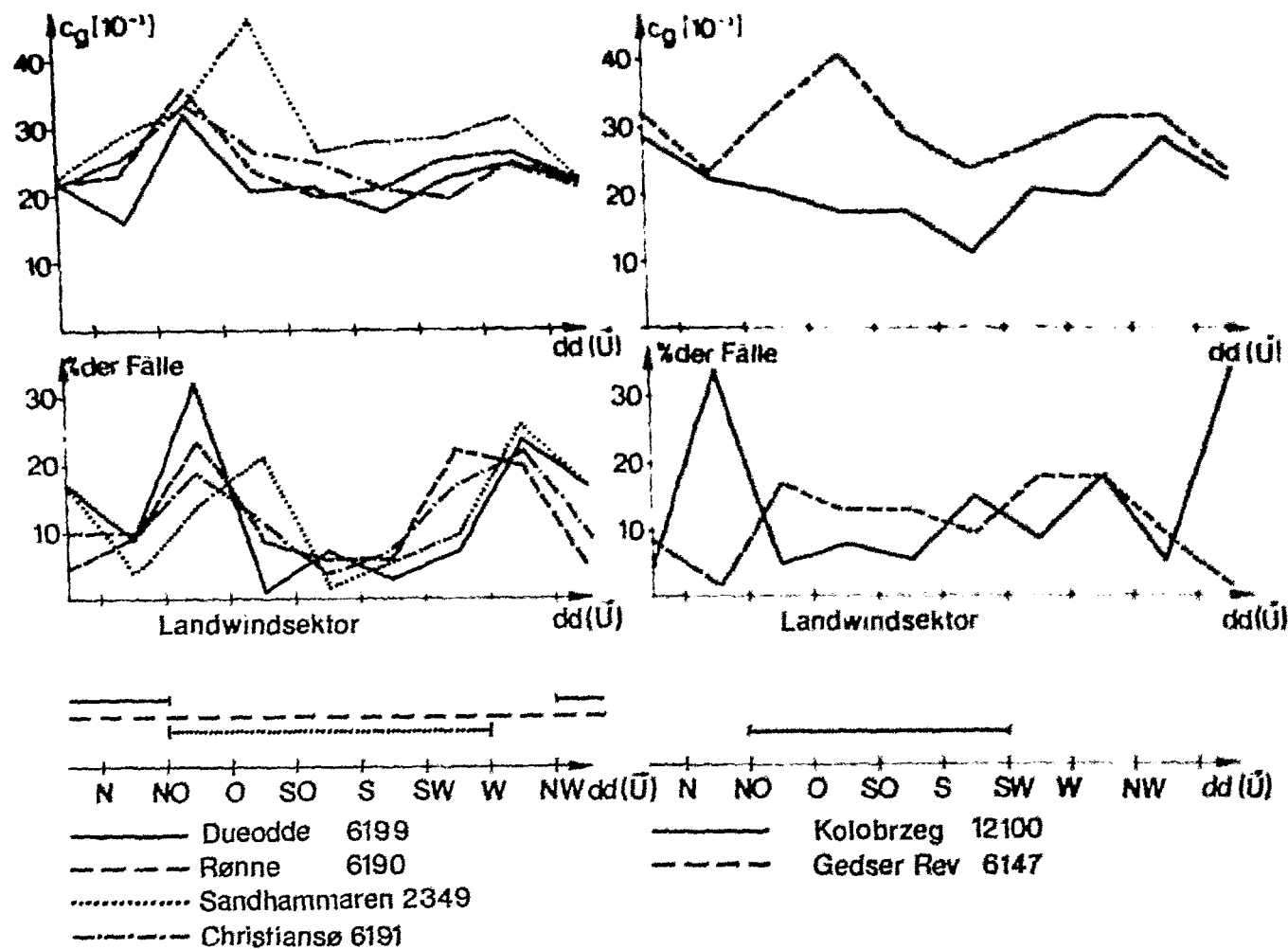


Abb. 32 Der geostrophische Schubspannungskoeffizient c_g als Funktion der Windrichtung für verschiedene Stationen. Vermerkt sind außerdem die entsprechenden Landwindsektoren und die Häufigkeitsverteilungen der Windrichtungen (angegeben in Prozent der gemeldeten Termine)

ungefähr gleich waren, so können diese Unterschiede von Station zu Station nur den Schluß erlauben, daß die lokalen Gegebenheiten in unmittelbarer Umgebung der Meßstation sowohl die Richtung als auch die Stärke des Bodenwindes verschieden beeinflussen. Diese Abhängigkeit kann durch das Aussortieren der Landwindsituation nur ungenügend berücksichtigt werden, und ist somit eine beachtliche Fehlerquelle für die Auswertung der gemessenen Werte von c_g und α .

7. PRAKTISCHE ANWENDUNG DER ERGEBNISSE UND SCHLUSSBEMERKUNG

Der Ausgangspunkt für diese Untersuchung war der Wunsch gewesen, die Schubspannung an der Meeresoberfläche mit Hilfe des geostrophischen Windes zu bestimmen. Dies kann, speziell für die BALTIC-Untersuchung, in folgender Weise geschehen: Wenn der geostrophische Wind und die Differenz zwischen der Luft- und der Wassertemperatur bestimmt worden sind (Kap. 3.1. und 3.2.) wird zunächst c_g und α am besten mit der Methode II (Kap. 2.3.) berechnet und anschließend mit den entsprechenden Δ -Werten aus der Tabelle VIII korrigiert. Die $\sigma\Delta$ -Werte geben dann die zu erwartenden Fehlerspannen an. Die Kenntnis des geostrophischen Windes und der Parameter c_g und α erlaubt schließlich die Bestimmung der Schubspannung mit den Gleichungen 2.1.5. und 2.1.6. Eine relativ gute Abschätzung des Koeffizienten c_g ist auch ohne Korrektur und mit der Annahme einer konstanten Temperaturdifferenz möglich, besonders weil ΔT nur schwach variierte und nach den vorliegenden Ergebnissen die Abhängigkeit des geostrophischen Schubspannungskoeffizienten von ΔT wahrscheinlich geringer ist als L. HASSE (1974) angenommen hat. Vertretbar scheint auch der Verzicht auf eine relativ aufwendige Berechnung von α zu sein, solange es nicht gelingt, eine bessere Beschreibung der relevanten meteorologischen Einflüsse als durch G und ΔT zu finden. Ohne den Fehler wesentlich zu erhöhen kann also durchaus ein konstanter Wert, etwa $\bar{\alpha} = 24.8$ Grad angenommen werden. Eine Möglichkeit, die Richtung des Bodenwindes mit demselben Dateneingabematerial besser zu berechnen, könnte sich durch eine ange-

gemessene Berücksichtigung der Impulsadvektion eröffnen. Jedoch sind die Forschungen auf diesem Gebiet noch nicht so weit gediehen, praktische Verfahren für eine routinemäßige Verwendung anzubieten. Bei einem Versuch, die Schubspannung an einzelnen Terminen und nicht über einen längeren Zeitraum gemittelt zu bestimmen, sind recht große Fehlerspannen sowohl für c_g als auch ganz besonders für α einzukalkulieren. Zwar konnte ein Teil dieser Fehler mit den Schwächen des Datenmaterials der synoptischen Stationen erklärt werden, aber die Unsicherheit bei der Bestimmung des geostrophischen Windes und der Koeffizienten c_g und α besonders bei kleinen Luftdruckgradienten wird immer eine prinzipielle Schwäche bleiben, wenn man versuchen will, die Schubspannung an der Meeresoberfläche oder den realen Bodenwind über dem Meer mit synoptischen Daten als Eingabeparameter zu berechnen.

LITERATURVERZEICHNIS

- K. Aagaard, 1969, Relationship between Geostrophic and Surface Winds at the Weather Ship M,
Journal of Geophysical Research, Bd. 74, S. 3441-3443
- E. Augstein, D. Heinrich, 1976, Actual and geostrophic wind relationships in an accelerated marine atmospheric boundary layer, Beitr. zur Physik der Atm., Bd. 49,
S. 55-68
- K. Brocks, 1963, Probleme der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre, Ber. des DWD Nr. 91 (Meteorol. Tagung 1962),
S. 35-46
- K. Brocks, L. Krügermeyer, 1970, The hydrodynamic Roughness of the Sea Surface, Studies in Phys. Oceanography, Vol. 1,
S. 75-92
- H. Charnock, 1955, Wind Stress on a Water Surface, Quart. Jour. of the Roy. Met. Soc., Bd. 81, S. 639-642
- R.H. Clarke, G.D. Hess, 1974, Geostrophic Departure and the Functions A and B of Rossby - Number - Similarity - Theory, Bound. Layer Met., Bd. 7, Heft 3, S. 267-287
- R.H. Clarke, G.D. Hess, 1975, On the Relation between Surface Wind and Pressure Gradient, especially in lower Latitudes, Bound. Layer Met., Bd. 9, S. 325-338
- E.L. Deacon, 1973, Geostrophic Drag Coefficients, Bound. Layer Met., Bd. 5, Heft 3, S. 321-340
- G. Dietrich, 1957, Allgemeine Meereskunde, 3. Auflage Gebr. Borntraeger, Berlin 1975
- J.T. Duun-Christensen, 1975, The Representation of the Surface Pressure Field in a 2-dimensional Hydrodynamic Model for the North Sea, the Skagerrak and the Kattegat, Deutsche Hydrographische Zeitschrift, Bd. 28, Heft 3,
S. 97-116

- F. Fiedler, 1972, Der Einfluß der Baroklinität auf das Widerstandsgesetz in einer diabatischen Ekman-Schicht, Beitr. zur Physik der Atm., Bd. 45, S. 164-173
- L. Hasse, 1974, Über den Zusammenhang zwischen Bodenwind und geostrophischem Wind auf See und die Stabilitätsabhängigkeit des Widerstandsgesetzes, Beitr. zur Physik der Atm., Bd. 47, S. 45-55
- L.S. Gandin, 1963, Objective Analysis of Meteorological Fields, Übersetzung ins Englische, Israel Program for Scientific Translation, Jerusalem 1965, S. 187
- L. Krügermeyer, 1975, Vertikale Transporte von Impuls, sensibler und latenter Wärme aus Profilmessungen über dem tropischen Atlantik während ATEX, Berichte des Instituts für Radiometeorologie und maritime Met., Hamburg, Heft 29
- N.A. Lavrov, 1974, Analysis of Experimental Data on the Wind on the Baltic Sea, Meteorol. i. Gidrol., Nr. 10, (Übersetzung ins Englische)
- H. Liebing, 1976, Grundlagen zur objektiven Analyse eines Bodenluftdruckfeldes für ein begrenztes Gebiet (Ostsee), Berichte aus dem Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität Kiel, Nr. 24
- A.S. Monin, A.M. Obuchov, 1958, Fundamentale Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Vermischung in der bodennahen Schicht der Atmosphäre, Sammelband zur statistischen Theorie der Turbulenz, Akademie Verlag, Berlin, S. 199 ff.
- W. Schnapauff, 1974, Die Abweichung des Bodenwindes vom geostrophischen Wind in der Deutschen Bucht, Annalen der Meteorologie, Nr. 9, S. 156-161
- P. Speth, 1975, Meteorologischer Beitrag für BALTIC '75, Berichte aus dem Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, Nr. 11, (Baltic '75 - Physikalischer Teil)

- S.D. Smith, E.G. Banke, 1975, Variation of the Sea Surface Drag Coefficient with Wind Speed, Quart. Jour. of the Roy. Met. Soc., Bd. 101, S. 665-673
- R.W. Stewart, 1974, The Sea-Air Momentum Exchange, Bound. Layer Met., Bd. 6, S. 151-167
- J. Taubenheim, 1969, Statistische Auswertung geophysikalischer und meteorologischer Daten, Akademische Verlagsges. Geest & Portig K.G., Leipzig
- E.K. Webb, 1970, Profile Relationships: The log-linear Range and Extension to strong Stability, Quart. Jour. of the Roy. Met. Soc., Bd. 96, S. 67-89
- F. Wippermann, D. Yordanow, 1972a, A Note on the Rossby-Similarity of the barotropic, Planetary Boundary Layer, Beitr. zur Physik der Atm. Bd. 45, S. 66-71
- F. Wippermann, D. Yordanov, 1972b, A Perspective for a Routine Prediction of Concentration Patterns, Atm. Environments, Bd. 6, S. 877-888
- F. Wippermann, 1972a, A Note on the Parametrisation of the Large Scale Wind Stress at the Sea Surface, Beitr. zur Physik der Atm., Bd. 45, S. 260-266
- F. Wippermann, 1972b, Empirical Formulae for the Universal Functions $M_m(\mu)$ and $N(\mu)$ in the Resistance Law for a barotropic and diabatic Planetary Boundary Layer, Beitr. zur Physik der Atm., Bd. 45, S. 305-311
- F. Wippermann, 1972c, Baroclinic Effects on the Resistance Law for the Planetary Boundary Layer of the Atmosphere, Beitr. zur Physik der Atm., Bd. 45, S. 44-59
- D. Yordanow, F. Wippermann, 1972, The Parametrisation of the Turbulent Fluxes of Momentum, Heat and Moisture at the Ground in a Barotropic Planetary Boundary Layer, Beitr. zur Physik der Atm., Bd. 45, S. 58-65
- S.S. Zilitinkevich, D.V. Chalikov, 1968, The Laws of Resistance and of Heat and Moisture Exchange in the Interaction between the Atmosphere and the Underlying Surface, Izv. Atmospheric and Oceanic Physics, Bd. 4, S. 438-441

S.S. Zilitinkevich, 1970, The Dynamics of the Atmospheric Boundary Layer, Leningrad, (in russisch), S. 291 ff.

Alle zitierten Arbeiten von F. Wippermann und von D. Yordanov sind neben anderen Beiträgen gesammelt veröffentlicht in:

F. Wippermann, 1973, The Planetary Boundary Layer of the Atmosphere, Annalen der Meteorologie (neue Folge), Bd. 7, DWD, Offenbach/Main

Alle zitierten Arbeiten von K. Brocks sind neben anderen Beiträgen gesammelt veröffentlicht in:

K. Brocks, 1973, Ausgewählte Schriften über terrestrische Refraktion, Wechselwirkung Ozean - Atmosphäre und Radiomet., Hamb. Geophys. Einzelschr., Heft 17